

**ВОЛОВ
ВЯЧЕСЛАВ ТЕОДОРОВИЧ**

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЭНЕРГООБМЕНА В
СИЛЬНОЗАКРУЧЕННЫХ СЖИМАЕМЫХ ПОТОКАХ ГАЗА И ПЛАЗМЫ**

01.02.05 – Механика жидкости, газа и плазмы

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

КАЗАНЬ – 2011

Официальные оппоненты: член-корр. РАН, доктор физико-математических наук, профессор
Алексеев Сергей Владимирович;
доктор физико-математических наук, профессор
Мазо Александр Бенцианович;
доктор физико-математических наук, профессор
Молочников Валерий Михайлович

Ведущая организация: Казанский национальный исследовательский
технический университет им. А. Н. Туполева

Защита состоится «20» октября 2011 г. в 14.30 на заседании диссертационного совета Д 212.081.11 при ФГАОУВПО «Казанский (Приволжский) федеральный университет» по адресу: 420008, г.Казань, ул.Кремлевская,18, ауд. мех. 2.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке им. Н.И. Лобачевского Казанского федерального университета по адресу: 420008, г. Казань, ул. Кремлевская, 18.

Автореферат разослан до _____ 2011 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
к. ф-м.н., доц. _____ Саченков А.А.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность. Современный уровень развития энергетики и технологий предъявляет высокие требования к качеству протекающих в них процессов энерго- и тепломассообмена.

Удовлетворению многих из перечисленных требований могут служить газовые и теплообменные системы, имеющие в своей основе закрученный поток газа и плазмы.

В настоящее время имеется обширный теоретический и экспериментальный материал по слабозакрученным течениям в различных каналах и энергетических установках (А.П.Меркулов, 1969; А.М.Гольдштик, 1981; А.Гупта, Д.Лилли, Н.Сайред, 1987). Использование закрутки потока позволяет существенно интенсифицировать теплообмен и улучшить процессы горения в камерах сгорания (В.К.Щукин, 1970).

Обобщение экспериментальных и теоретических исследований по данному вопросу представлено в работах В.К.Щукина, А.А.Халатова, Э.П.Волчкова, С.В.Алексеев, Ю.В.Полежаев, В.Ф.Гортышева, С.Э.Тарасевича, Ю.А.Кузьма-Кичты, Ш.А.Пиралишвили, А.Н.Штыма. Основополагающими теоретическими работами по несжимаемым потокам с произвольной закруткой являются исследования А.М.Гольдштика (1981) и учеников его школы.

В работе Г.И.Кикнадзе, Ю.К.Краснова (1985) выделен класс потенциальных решений нестационарных уравнений Навье-Стокса для несжимаемой жидкости. Анализ турбулентных несжимаемых стационарных течений с постоянной величиной коэффициента турбулентной вязкости посвящено исследование И.О.Хинце (1963), Г.Шлихтинг (1974), А.С.Гиневский (1978), А.Б.Мазо (2007). Экспериментальному исследованию сильнозакрученных несжимаемых течений посвящены работы А.М.Гольдштика, Ю.А.Гостинцева, В.К.Щукина, В.К.Мигая, А.Гупта.

Сильнозакрученные сверхзвуковые течения в настоящее время являются наименее изученной областью как в теоретическом, так и в экспериментальном плане и на практике реализуются в таких вихревых устройствах, как вихревые

делительные трубы, самовакуумирующиеся вихревые трубы, вихревые эжекторные насосы, вихревые трубы с дополнительным потоком, и в различных их комбинациях и модификациях. Основополагающими исследованиями в данной области являются работы А.П.Меркулова, В.И.Епифановой, В.С.Мартыновского, Г.Л.Гродзовского, А.Д.Суслова, В.С.Мартыновского, А.И.Гуляева, Ж.Ранка, Р.Хилша, М.Г.Дубинского и учеников их научных школ. Определению интегральных характеристик вихревых устройств (холодопроизводительности, КПД, коэффициенту эжекции, эффекту охлаждения) посвящены работы А.И.Борисенко и В.А.Сафонова (1968, 1973, 1976). Здесь наиболее интересными являются исследования вихревого эффекта на водяном паре.

Сложности теоретического плана по решению данной проблемы базируются на отсутствии общей теории турбулентности и существенных технических сложностях решения полной системы уравнений Навье-Стокса для сверхзвуковых нестационарных течений газа.

Необходимость в общей теории турбулентности для теоретического анализа сильнозакрученных сжимаемых течений исходит из того факта, что в таких течениях турбулентность неоднородна и неизотропна, т.е. приближение изотропной турбулентности неправомерно и не может привести даже к качественному согласованию с опытом.

Сложности экспериментального исследования сильнозакрученных сжимаемых течений в каналах термоанемометрическими и лазерными методами обсуждаются в работах В.И.Багрянцева, Э.П.Волчкова и В.И.Терехова (1981), Ю.Н.Дубнищева и В.А.Мухина (1975), А.Гупта, Д.Лили и Н.Сайреда (1987).

Ввиду вышеперечисленных трудностей теоретического и экспериментального порядка, понятно стремление исследователей изучать течения в вихревых устройствах приближенными теоретическими методами. Оправданием того факта, что во многих из перечисленных работ по исследованию вихревых устройств авторы используют уравнения невязкого сжимаемого газа, является то, что в вихревых устройствах указанных выше типов центробежные ускорения, возникающие в вихре, достигают гигантских величин $10^6 \div 10^7$ g, и, таким образом,

ни вязкость, ни теплопроводность не могут привести к качественному изменению поля скоростей в вихревой камере: имеется периферийная область течения, близкая к потенциальному закону, и приосевая зона квазитвердого вращения. Приближенный учет турбулентного обмена, являющегося основой энергоразделения в вихревых, осуществляется за счет показателя политропы процесса (А.П.Меркулов, 1969; И.О.Хинце, 1963).

Предельное теоретическое значение показателя политропы в сильно закрученном сжимаемом турбулентном потоке, как показано в работах И.О.Хинце (1963) и А.П. Меркулова (1976), равно показателю адиабаты γ , что соответствует завершению процесса обмена между вынужденным вихрем и потенциальным течением, что подтверждается на опыте только для коротких вихревых диффузорных камер (ВДК), к которым относится самовакуумирующаяся вихревая труба (СВТ), вихревой эжектор (ВЭ) ($L_{вк} / d_{вк} = 1 \div 3$), где распределение термодинамических параметров в сопловом сечении близко к адиабатическому (коэффициент политропного КПД близок к единице ($\eta_{пол} \approx 0,97$)) (Н.Д.Колышев, 1976). Следует подчеркнуть, что, как показано в выше приведенном исследовании А.П.Меркулова (1969), характеристики сверхзвуковых закрученных потоков газа в таких ВДК (СВТ, ВЭ) до последнего времени без привлечения эмпирической информации не рассчитывались ввиду сложного отрывного характера течения в щелевом диффузоре. При этом эффективность ВДК в значительной степени определяется степенью утилизации кинетической энергии потока в потенциальную энергию давления в ее щелевом диффузоре. Исключением был вихревой вакуум-насос М.Г.Дубинского, где характеристики течения рассчитывались без привлечения эмпирических данных, но ввиду отсутствия метода расчета щелевого радиального диффузора расхождение теоретических и экспериментальных данных превышало 200%.

Несмотря на перечисленные трудности в изучении указанной проблемы, практика настоятельно требует создания методов и моделей оперативного прогнозирования и оптимизации характеристик сильнозакрученных сжимаемых потоков газа и плазмы.

В связи с вышеизложенным в диссертации были сформулированы **объект, предмет, цель и задачи** исследования.

Целью исследования является реализация комплексной проблемы разработки математических моделей энергообмена в сильнозакрученных сжимаемых потоках газа и плазмы в следующих вихревых энергетических системах и устройствах:

- 1) в самовакуумирующихся вихревых трубах (СВТ);
- 2) в вихревых эжекторах (ВЭ);
- 3) в вихревых электроразрядных системах (плазмотронах и лазерах).

Объектом исследования являются сжимаемые потоки газа и плазмы.

Предметом исследования является разработка математических моделей тепломассо- и энергообмена в сильнозакрученных сжимаемых потоках газа и плазмы.

Для достижения поставленной цели в исследовании необходимо решить следующие **задачи**:

1. Провести анализ исследований эффекта энергетического разделения газов—эффекта Ранка-Хилша.
2. Разработать интегральную модель расчета характеристик закрученного сжимаемого потока в щелевых диффузорных каналах.
3. Разработать математическую модель процессов тепломассобмена в вихровой диффузорной камере (СВТ, ВЭ).
4. Провести экспериментальное исследование процессов энергоразделения в сверхзвуковом закрученном потоке газа самовакуумирующейся вихровой трубы с щелевым радиальным диффузором.
5. Разработать математическую модель процессов энергообмена в вихровом тлеющем разряде.
6. Разработать математическую модель вихревого CO_2 -лазера.
7. Осуществить энергетический анализ эффективности процессов энерго- и массообмена в электроразрядных газовых системах.
8. Разработать и реализовать математическую модель вихревого баллистического плазмотрона многостадийного сжатия.

9. Провести экспериментальную проверку эффективности процессов энерго- и массообмена в вихревом плазмотроне многостадийного сжатия.

На защиту выносятся **следующие результаты**:

1. Анализ исследований и гипотез энергоразделения по сжимаемым закрученным потокам газа в вихревой трубе Ранка-Хилша.

2. Полуэмпирическая модель расчета характеристик сверхзвукового закрученного потока газа в щелевом диффузоре с учетом потерь на трение и отрыв потока.

3. Математическая модель процессов тепломассообмена в вихревой диффузорной камере (ВДК) (модели СВТ и ВЭ).

4. Закономерность связи коэффициента восстановления статического давления в щелевом диффузоре с эффектом энергоразделения в ВДК.

5. Математическая модель процессов энергообмена в вихревом электроразрядном CO_2 -лазере и CO_2 -плазмотроне, включающая модель расчета ВДК, модель вихревого тлеющего разряда, модель колебательной кинетики CO_2 -лазера с учетом характеристик вихревого течения в вихревой камере.

6. Обобщение закона подобия для вихревого тлеющего разряда.

7. Результаты экспериментального исследования характеристик вихревого электроразрядного CO_2 -лазера и плазмотрона.

8. Математическая модель процессов энергообмена в вихревом баллистическом плазмотроне многостадийного сжатия.

9. Результаты экспериментального исследования вихревого баллистического плазмотрона многостадийного сжатия.

10. Предельная энергетическая теорема для поточных газовых машин.

Научная новизна полученных результатов состоит в следующем:

1. Проведенный анализ исследований по сверхзвуковым закрученным потокам газа в вихревых трубах Ранка-Хилша показал, что наименее изученным в теоретическом и экспериментальном плане является класс наиболее энергетически эффективных вихревых диффузорных систем, к которым относятся самовакуумирующиеся вихревые трубы, вихревые эжекторы и вакуум-насосы.

2. Впервые разработана модель расчета сверхзвукового закрученного потока газа в щелевом радиальном диффузоре с учетом вязкости, потерь на отрыв и кольцевых скачков уплотнения, позволившая с достаточной точностью (погрешность 5%) прогнозировать основные энергетические характеристики течения в диффузоре в широком диапазоне геометрических ($\beta=7\div24$) и режимных ($10<\alpha<60$) параметров.

3. Впервые на основе предложенной модели расчета характеристик течения в щелевом радиальном диффузоре разработана математическая модель расчета термогазодинамических параметров в вихревой диффузорной камере (ВДК), которая без привлечения дополнительной эмпирической информации позволяет определить ее основные характеристики – полную степень расширения газа в вихре ($\pi^* = P_1^* / P_{oc}$) и эффект охлаждения (Δt_x). Для расчета процессов теплообмена для цилиндрических тел, помещенных в приосевую область СВТ, используются обобщенные критериальные уравнения.

4. На основе теоретических и экспериментальных исследований впервые показано, что на эффективность работы вихревой диффузорной камеры большее значение оказывает коэффициент восстановления статического давления по сравнению с коэффициентом потерь полного давления в ее щелевом диффузоре.

5. Впервые разработана математическая модель вихревого тлеющего разряда, позволяющая предсказывать его основные энергетические характеристики (W_s, W_p, η), распределение колебательных (T_i) и термодинамических (T) температур.

6. На основе разработанной модели вихревого тлеющего разряда впервые разработаны модели вихревого электроразрядного CO_2 -лазера и вихревого плазмотрона.

7. Экспериментальная проверка подтвердила с достаточной для практики точностью ($\sim 5\%$) прогнозируемые разработанной моделью характеристики вихревого тлеющего разряда по вкладам удельной мощности в разряд и впервые была получена генерация в вихревом электроразрядном CO_2 -лазере.

8. Впервые разработана математическая модель энергообмена в вихревом баллистическом плазмотроне многостадийного сжатия, предсказавшая высокие

энергетические характеристики плазмотрона. Было показано, что в случае истечения высокотемпературной плазмы из ствола плазмотрона в вихревую камеру не происходит разрушения центрального тела (кварцевой трубки с лазерным стержнем), как это имеет место в случае с осевой камерой.

9. На основе разработанной модели проведен численный эксперимент по распределению нестационарных термодинамических и газодинамических характеристик высокотемпературной плазмы во внутреннем пространстве вихревой камеры на временах порядка 1 мс.

10. Проведенный эксперимент по созданию вихревого баллистического плазмотрона многостадийного сжатия полностью подтвердил теоретический прогноз разработанной математической модели и позволил утверждать, что заложены основы нового направления создания баллистических плазмотронов-высокоэффективных вихревых баллистических плазмотронов многостадийного сжатия.

11. Впервые доказана предельная энергетическая теорема для поточных газовых машин с быстрой прокачкой газообразной среды при отсутствии совершения технической работы ($\dot{L}_{mex} = 0$), к которым, в частности, относятся вихревые трубы.

12. Доказанная теорема позволила дать новую, более жесткую формулировку II начала термодинамики для указанного класса поточных газовых машин, которая гласит, что не только вся энергия в газовой машине не может быть преобразована в полезную работу (полезный эффект), но даже часть ее равная $1/\gamma$, где $\gamma = c_p / c_v$.

13. Предельная теорема дает связь с двумя (другими) теоремами термодинамики - теоремой Карно и теоремой Нернста: коэффициент эффективности преобразования энергии в поточной газовой машине ($\eta_{G>0}^{ideal}, \dot{Q} = 0$) будет в γ -раз меньше газодинамического КПД цикла Карно ($(1/\gamma)\eta_{Карно}^{ideal}$). В силу недостижимости абсолютного нуля (теорема Нернста) получаем связь между предельными теоремами $\eta_{G>0}^{ideal} = (1/\gamma)\eta_{Карно}^{ideal} \langle (1/\gamma) \rangle$.

14. Предельная теорема без дополнительных допущений позволяет дать новые знания о сильных ударных волнах: условная траектория сильной ударной волны в P - V координатах имеет вогнутый характер ($\frac{d^2 P}{dV^2} > 0$).

15. Интерпретация результатов предельной теоремы позволяет наметить пути повышения эффективности поточных газовых машин, в том числе имеющих в своей основе закрученные потоки газа. Например, для повышения эффекта преобразования энергии в данном классе машин необходимо переходить к сверхзвуковым режимам их функционирования ($\eta_{G \geq 0}^{ideal} \sim \lambda_1^2$).

Обсуждение результатов диссертации.

Основные идеи, теоретические положения, разработанные модели и экспериментальные исследования систематически докладывались и обсуждались на международных симпозиумах и российских конференциях: Всесоюзных научно-технических конференциях по вихревому эффекту “Вихревой эффект и его промышленное применение”, Самара (1980-1989 гг.); международных симпозиумах и конференциях по термодинамике и тепломассообмену, Кейптаун (ЮАР, 2000 г.), Гренобль (Франция, 2002 г.), Пуна (Индия, 2000 г.), Лиссабон (Португалия, 2005 г.), Орландо (США, 1994, 1995, 1996, 1997, 1998, 1999, 2000, 2001 гг.), всероссийских научных конференциях по прикладной и промышленной математике (2000-2008 гг.); семинарах в Самарском государственном аэрокосмическом университете им. ак. С.П.Королева (нац. иссл. ун.), 2010 г.; Самарском филиале Физического института Академии наук, 2010 г., институте химической физики РАН, Московском авиационном институте, физическом факультете Тюменского гос. университета (2011 г.), Институте теплофизики им. С.С.Кутателадзе, Новосибирск (2011 г.), Институте теоретической и прикладной механики АН РАН, Новосибирск (2011 г.), механико-математическом факультете Казанского государственного университета (2011 г.), на выездном заседании секции энергетики ОЭММПУ РАН, МЭИ (2008 г.), на бюро секции энергетики ОЭММПУ РАН (2010-2011 гг.).

Авторские публикации по теме диссертационного исследования. По теме диссертации опубликовано 110 печатных работ, из них 3 монографии. Общий объем

авторских публикаций составил 87 печатных листов.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, выводов по главам, заключения, списка литературы, состоящего из 175 источников. Общий объем диссертации составил 276 страниц. Текст диссертации иллюстрирован таблицами, схемами, графиками и рисунками.

Основное содержание работы

Во **введении** проанализированы теоретические и экспериментальные исследования по закрученным потокам газа и плазмы в отечественной и зарубежной литературе. Показано, что наименее изученной областью являются сверх- и дозвуковые сильнозакрученные потоки газа и плазмы, что аргументированно доказывает актуальность исследования по их математическому моделированию, так как эффективность процесса энерго- и теплообмена является одним из важнейших условий разработки энергетических систем и технологий в XXI в. В связи с этим фактом сформулирован объект, предмет, цель и задачи исследования, научная новизна и результаты исследования.

В **первой главе** диссертации проведенный анализ исследований и гипотез энергоразделения в вихревой трубе Ранка-Хилша показал, что наиболее обоснованной гипотезой, объясняющей данный феномен, является гипотеза Меркулова-Шульца-Грунова-Хинце (А.П.Меркулов, 1969; Ф.Шульц-Грунов, 1951; И.О.Хинце, 1963), опирающаяся на микрохолодильные циклы, осуществляемые турбулентностью в поле центробежных сил. Проанализированы характеристики сильнозакрученных сверхзвуковых потоков газа в энергетических устройствах, имеющих различную организацию потоков. Показано, что наименее исследованными и в то же время наиболее перспективными с точки зрения разработки инновационных энергетических систем и технологий являются вихревые диффузорные камеры: это самовакуумирующиеся вихревые трубы, вихревые трубы с дополнительным потоком, а также вихревые эжекторы и вакуум-насосы.

Во **второй главе** разработана интегральная модель закрученного сверхзвукового потока газа в щелевом диффузорном канале. Решение задачи прогнозирования характеристик течения в щелевом диффузоре вихревой камеры,

где имеют место отрывные и возвратные течения, осуществлялось в гидравлическом приближении, для чего использовался интегральный метод расчета характеристик течения. Уравнения движения и неразрывности газа в щелевом коническом диффузоре после осреднения и обезразмеривания входящих в них величин запишутся следующим образом:

$$\frac{d\lambda_s}{d\bar{s}} = \frac{\lambda_\varphi^2 \sin \theta}{\lambda_s \cdot \bar{H}_3} - \frac{\bar{P}\chi}{\lambda_s \varepsilon_0} - \frac{0,046 \beta H_3 \lambda_s (\lambda_s^2 + \lambda_\varphi^2) \chi \varepsilon \bar{\delta}}{\text{Re}^{0,2} \varepsilon_0 \lambda_{s0} \bar{H}_{30}}, \quad (1)$$

$$\frac{d\lambda_\varphi}{d\bar{s}} = \frac{\lambda_\varphi^2 \sin \theta}{\bar{H}_3} - \frac{0,046 H_3 \varepsilon \chi \beta \lambda_\varphi (\lambda_s^2 + \lambda_\varphi^2)^{0,5} \bar{\delta}}{\text{Re}^{0,2} \varepsilon_0 \lambda_{s0} \bar{H}_{30}}. \quad (2)$$

$$\lambda_{s0} \varepsilon_0 \bar{H}_{30} = \lambda_s \varepsilon \bar{H}_3 \bar{\delta}, \quad (3)$$

где
$$H_{30} = 1 + \frac{\cos \theta}{2\beta}, \quad \bar{H}_3 = R \left(1 + \frac{\cos \theta}{2\beta R} \right), \quad \bar{R} = 1 + \bar{s} \cdot \sin \theta. \quad (4)$$

Число Рейнольдса подсчитывается по формуле

$$\text{Re} = \frac{(\lambda_s^2 + \lambda_\varphi^2)^{0,5} \delta_0 \delta \left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} RT_l^* \right)^{0,5}}{\nu (T/273)^{0,75}}, \quad \bar{\delta} = \frac{\delta}{\delta_0}, \quad \beta = \left(\frac{R}{2\delta_0} \right), \quad \bar{P} = \frac{dP \delta_0}{dS \rho \nu_0^2}. \quad (5)$$

Коэффициент восстановления статического давления ξ и коэффициент потерь полного давления ζ определяются следующим образом:

$$\xi = \frac{2\Delta P}{\rho \nu_0^2} = \frac{2 \int_{\bar{s}}^{\bar{r}} \bar{P} d\bar{r}}{\varepsilon_0 (\lambda_{s0}^2 + \lambda_{\varphi 0}^2)}. \quad \zeta = 1 - \xi - \frac{1}{K_q^2}, \quad K_q^2 = \frac{\rho_0 \nu_0^2}{\rho \nu^2}. \quad (6)$$

Функциональный коэффициент χ учитывает влияние отрыва и неравномерности потока на характеристики диффузора. Выражение для корректировочного коэффициента χ было получено из условия минимизации расхождения расчетных и экспериментальных данных Г.Н.Дена (1970) по коэффициентам давления ξ и потерь полного давления ζ с соответствующими величинами, полученными в результате расчета уравнений. Для случая радиального щелевого диффузора ($\varphi = 90^\circ$) в широком диапазоне углов входа потока в диффузор $\langle \alpha \rangle = 10^\circ - 60^\circ$ и относительных ширин тракта диффузора $\beta = 7 \div 26,7$ была получена параболическая зависимость корректировочного коэффициента χ от β и $\langle \alpha \rangle$:

$$\chi = a_0(\beta)[\alpha^p - a_1(\beta)]^2 + a_2(\beta), \text{ где } \langle \alpha \rangle = \arctg(\lambda_r / \lambda_j). \quad (7)$$

где $a_i(\beta)$ является полиномами третьей степени от относительной ширины тракта диффузора (В.Т.Волов, 1979). Следует отметить, что выражение для коэффициента χ (7) применимо и при расчете конического щелевого диффузора с углом конусности $\alpha \geq 70^\circ$.

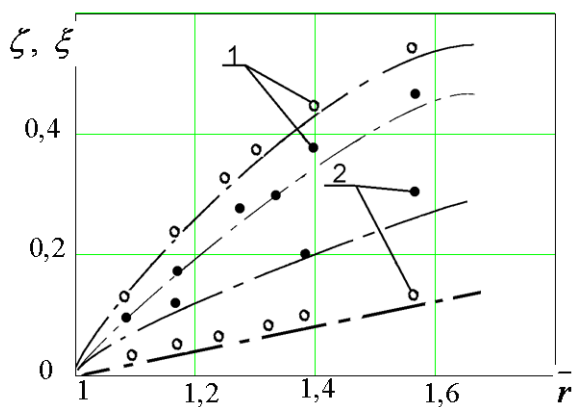
Значения коэффициента χ для безотрывных и отрывных режимов течения в диффузоре изменяются в пределах $\chi = 1 - 1,4$. Данный факт имеет четкую физическую интерпретацию: при отрыве потока от стенок эффективное проходное сечение уменьшается, а значит, градиент давления падает ($\chi > 1$), в случае безотрывного течения в диффузоре градиент возрастает ($\chi = 1$).

Система уравнений (1÷3) с учетом (7) решается методом Рунге-Кутты при заданных входных параметрах газа ($\lambda_{s0}, \lambda_{\varphi 0}, T_i^*, \gamma, R$), геометрии конического щелевого диффузора ($\delta, \theta, R_0, \bar{s}, \beta$) и заданном законе изменения безразмерного градиента давления \bar{P} . Уравнение сплошности (3) используется для определения профиля тракта щелевого конического диффузора. Если закон изменения безразмерного градиента давления $\bar{P} = f(\bar{r})$ не задан, то для определения характеристик течения в диффузоре решается система уравнений (1÷2), при этом на каждом шаге интегрирования уравнений используется подпрограмма для нахождения \bar{P} из уравнения неразрывности (3).

В табл. 1 и на рис. 1 приведено сопоставление расчетных распределений коэффициентов давления ξ и потерь полного давления ζ по вышеописанной модели с экспериментальными данными, не использовавшимися при определении корректировочного коэффициента χ (А.Н.Шерстюк, 1974).

Таблица 1. - Сравнение расчетных и экспериментальных характеристик диффузоров

ξ	α°		
	10°	20°	30°
По данным А.Н. Шерстюка (1974)	0,22	0,12	0,09
Расчетное значение	0,11	0,09	0,07
Расчетное значение по уравнениям (1÷8)	0,215	0,11	0,078



○ ● - данные А.Н. Шерстюка (1974);
 ●- $\alpha_0 = 25,5^\circ$; $Re_{\varphi 0} = 3,32 \cdot 10^4$; ○- $\alpha_0 = 41^\circ$;
 $Re_{\varphi 0} = 42 \cdot 10^4$;
 ----- - расчет по уравнениям (1 ÷ 9)

Рис. 1. Изменение ξ и ζ по радиусу диффузора

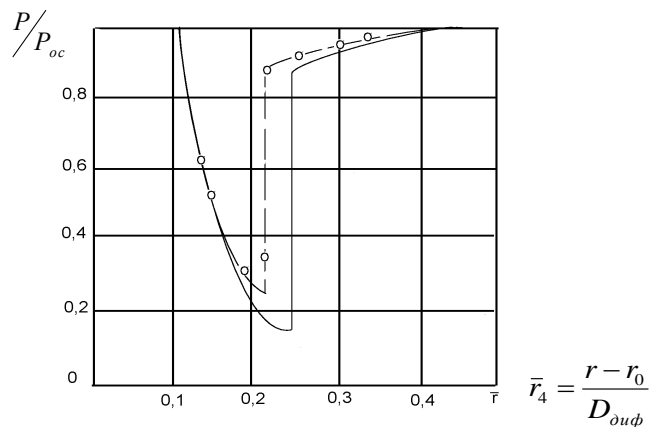


Рис. 2. Сопоставление экспериментальных и расчетных значений безразмерного давления в радиальном щелевом диффузоре при возникновении кольцевого скачка уплотнения:

---○---○--- - эксперимент;
 ————— - расчет.

Из данных рисунков видно, что прогноз рассчитанных по модели (1 ÷ 7) характеристик течения (ξ, ζ) с экспериментальными данными, представленными для безотрывных и отрывных режимов течения, находятся в удовлетворительном согласовании.

При работе ВДК на нерасчетном режиме в диффузоре могут возникать косые (кольцевые) скачки уплотнения, приводящие к значительному ухудшению процессов энергообмена. В связи с этим фактом в модели расчета характеристик течения в диффузоре учитывалась данная возможность (рис. 2).

Из приведенных выше примеров следует, что разработанная модель расчета позволяет осуществлять прогноз с достаточной для практики точностью основных интегральных характеристик (ξ, ζ) для безотрывных и отрывных режимов течения, а также в случае возникновения в диффузоре скачков уплотнения.

С целью предотвращения отрыва потока от стенок диффузора используется профилирование тракта диффузора (В.М.Молочников, 1994). Для этого в диссертации, базируясь на разработанной модели (1 ÷ 7), были рассчитаны щелевые диффузоры с постоянным градиентом давления ($dp/dr = const$).

Из рис. 3 следует, что у профилированных диффузоров габариты существенно меньше, чем у диффузоров с постоянным зазором ($\Delta = const$) при сохранении их

эффективности по коэффициенту восстановления статистического давления ξ .

Данный факт позволяет существенно уменьшить габариты вихревых камер, что особенно важно при использовании указанных энергетических систем в авиации.

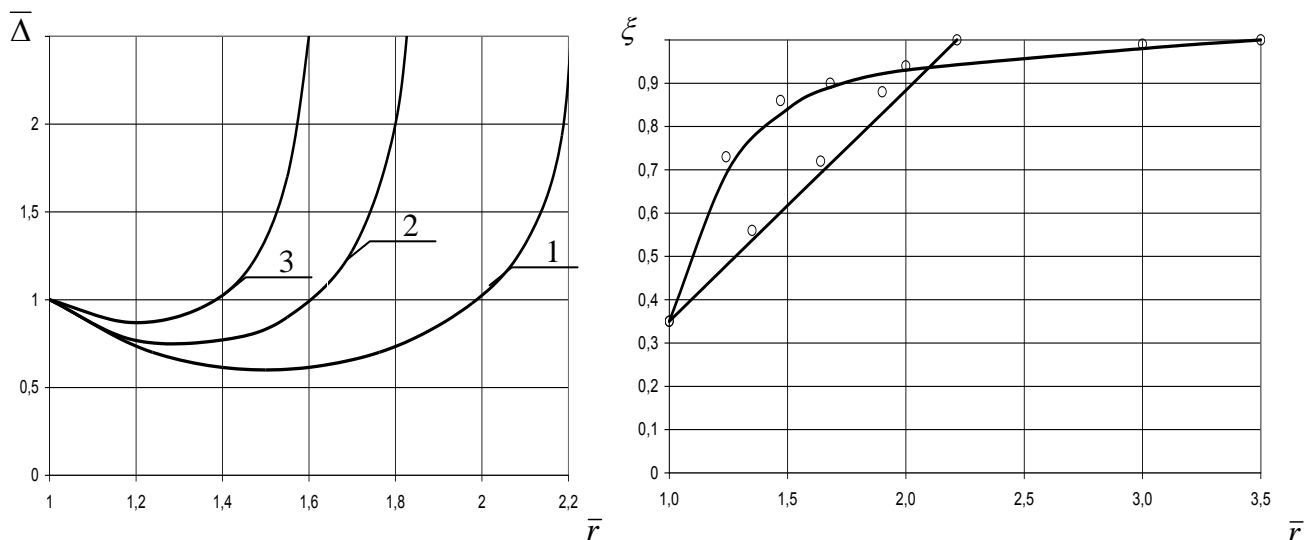


Рис. 3. Зависимость коэффициентов восстановления статического давления в щелевых диффузорах с постоянной шириной щели ($\Delta = const$) и постоянном градиенте давления $dp/dr = const$, \square, \circ - эксперимент.

На основе разработанной модели течения, что в щелевом диффузорном канале (1 ÷ 7) была разработана математическая модель вихревой диффузорной камеры (ВДК) (рис. 4).

Согласно гипотезе взаимодействия вихрей (А.П.Меркулов, 1969; Ф.Шульц-Грунов, 1951; И.О.Хинце, 1963) вся область вихревой камеры делится на область вынужденного вихря и зону потенциального течения (рис. 4), а турбулентный энергообмен в вихревой камере завершается, когда распределение термодинамических параметров отвечает закону адиабаты (Ф.Шульц-Грунов, 1951). Из уравнений движения газа с учетом допущений о малости осевой и радиальной скоростей сжимаемого невязкого газа ($F_r = F_z = F_\varphi = v_r = v_z = 0$) и условия адиабатичности статическое давление в вихре и определяются в виде функции располагаемой степени расширения газа в вихре π_1 :

$$P = P_l \left[\left(\frac{1}{\pi_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2 \frac{\bar{r}^2}{\bar{r}_2^4} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}, \quad 0 \leq \bar{r} \leq \bar{r}^2, \quad (8)$$

$$P = P_1 \left[1 - \frac{\gamma-1}{2} M_1^2 \left(\frac{1}{\bar{r}^2} - 1 \right) \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}, \quad \bar{r}_2 \leq \bar{r} \leq \bar{r}_1. \quad (9)$$

Распределение температур T и плотностей ρ в ВДК, соответственно, определяется условием адиабатичности.

Как было отмечено выше, полученные распределения термодинамических величин с учетом приведенных допущений выполняются с достаточной для практики точностью только для соплового сечения вихревой камеры, что соответствует использованию на практике ВДК, имеющим короткие камеры ($\bar{L}_{вк} = 1 + 3$).

Разработанная модель расчета течения в ВДК основывается на гипотезе о равенстве статических ($P_s = P_{до}$) и полных давлений ($P_s^* = P_{до}^*$) на радиусе нулевой осевой скорости \bar{r}_3 и на входе в диффузор (рис. 4). Принятое предположение о равенстве давлений на входе в диффузор и радиусе нулевой скорости подразумевает наличие изобарической поверхности, существование которой подтверждено экспериментально (Н.Д.Колышев, В.Е.Вилякина, В.Т.Волов, 1980).

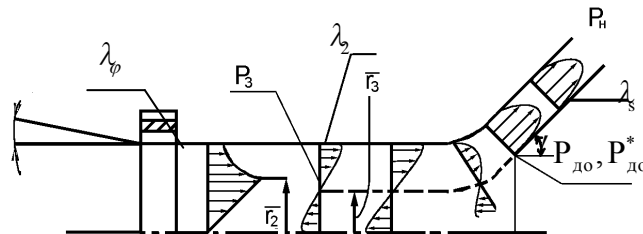


Рис. 4. Схема течения в ВДК

Строгое доказательство наличия изобарических поверхностей для стационарных закрученных течений с исчезающей вязкостью имеется в работе А.М.Гольдштика (1981).

Для расчета параметров на входе вихревой диффузорной камеры используется итерационный способ, включающий разработанную модель расчета течения в щелевом диффузоре (1 ÷ 7). Алгоритм расчета параметров на входе в ВДК заключается в следующем. По заданным геометрическим ($\bar{F}_c, d_{вк}, L_{вк}, \bar{D}_{диф}, R_{диф}$) и режимным (P_1^*, T_1^*, P_H, G_1) параметрам ВДК определяются параметры на входе в его диффузор ($\lambda_{\phi 0}, \lambda_{r0}$). В первом приближении коэффициент окружной и радиальной

составляющей скорости на выходе $(\lambda_{\varphi 0}, \lambda_{r0})$ из диффузора определяется без учета потерь на трение.

Варьируя значениями входной радиальной скорости (λ_{roi}) , можно осуществить расчет по модели (1 ÷ 7) и провести сравнение рассчитанного значения радиальной скорости $\lambda_{r_{вых}}$ на выходе из диффузора с вычисленным в первом приближении. Цикл повторяется до тех пор, пока не будет достигнут заданный уровень точности. По численному значению коэффициента восстановления статического давления ξ определяется статическое и полное давление на входе в диффузор:

$$P_{\partial o} = P_n \tau(\lambda_0) \left[\tau(\lambda_0) + \xi_o \frac{\gamma}{\gamma + 1} \lambda_0^2 \right]^{-1}, \quad P_{\partial o} \pi^{-1}(\lambda_0). \quad (10)$$

Радиус нулевой осевой составляющей скорости \bar{r}_3 в ВДК ищем в виде

$$\bar{r}_3 = f \bar{r}_2, \quad (11)$$

где радиус разделения вихрей \bar{r}_2 определяется в виде функции располагаемой степени расширения газа в вихре π_1 (А.П.Меркулов, 1969).

Числовое значение π_1 , соответствующее равенству полных и статических давлений на радиусе \bar{r}_3 и входе в диффузор r_0 , и является решением задачи. На рис.5 представлено сопоставление расчетных значений полных степеней расширения газа в вихре π^* (а) и распределения температуры T по радиусу ВДК (б).

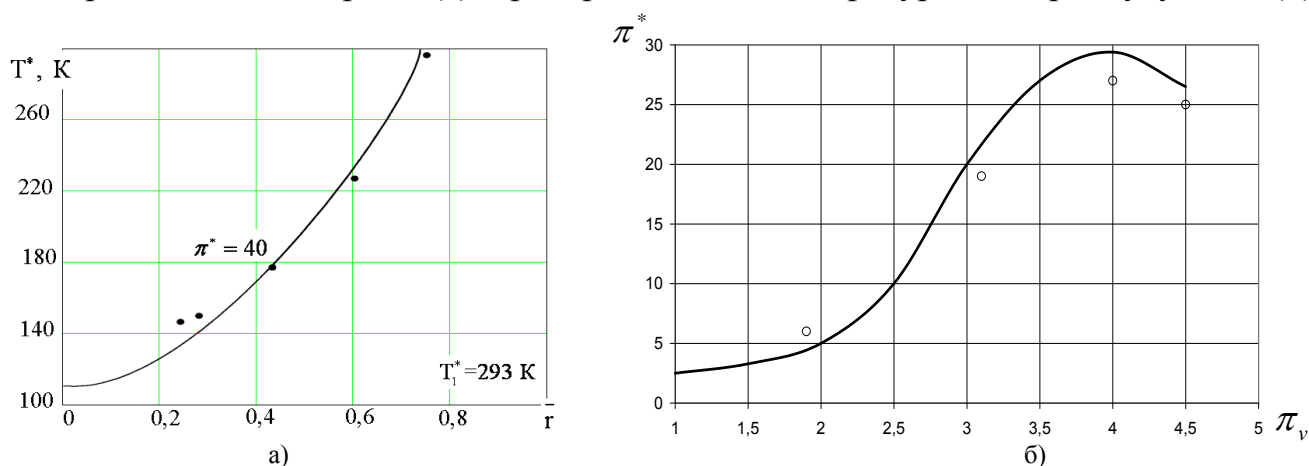


Рис. 5 Зависимость полной степени расширения газа в вихре от π^* и газовой температуры по радиусу ВДК: ○- точка росы; ●- эксперимент (А.П.Меркулов); ——— - расчет.

В результате исследования ВДК получена зависимость между степенью крутки потока, коэффициентом восстановления статического давления в диффузоре ξ и полной степенью расширения газа в вихре π^* . Выявленная эмпирическая

закономерность идентифицирована как закон оптимальной крутки потока в вихревых диффузорных камерах.

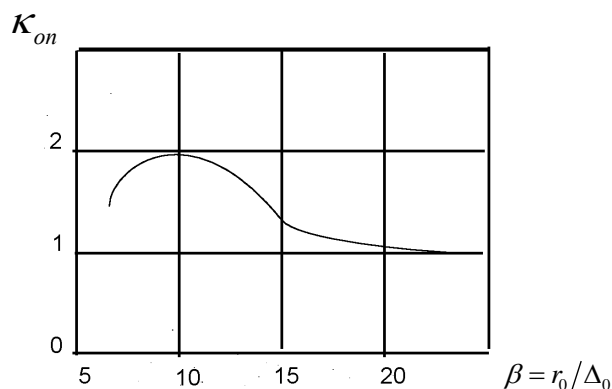


Рис. 6 Закон оптимальной крутки потока в ВДК

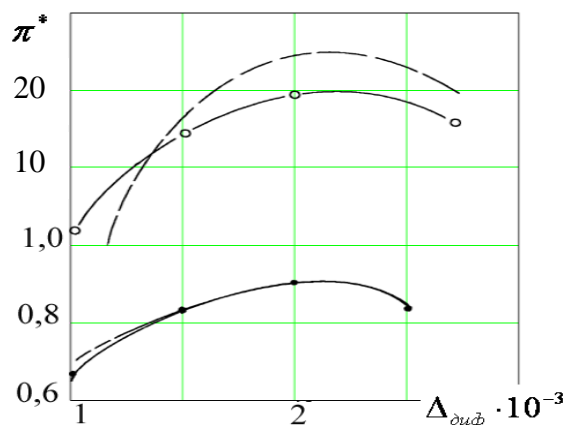


Рис. 7. Зависимость π^* и ξ от ширины щели диффузора: ●, ○ - расчет; --- данные (В.Т. Волон)

Одним из свойств закрученного течения газа в ВДК является вакуумирование приосевой области ($\pi^* = 40$). Учитывая данное свойство на базе ВДК (СВТ) был создан вихревой эжектор (ВЭ) (А.П. Меркулов, Н.Д. Колышев, 1973), обладающий, по сравнению со струйным эжектором, более устойчивой характеристикой. На основе разработанной модели ВДК (1÷11) автору удалось разработать математическую модель ВЭ, которая без привлечения дополнительной информации позволяет прогнозировать основные его характеристики ($n = G_s / G_l$ - коэффициент эжекции и степень сжатия ε в диффузоре ВЭ) с достаточной для практики точностью (В.Т. Волон, 1983).

При расчетах характеристик ВДК (1÷11) подразумевается, что потерями момента количества движения газа по тракту вихревой камеры можно пренебречь, так как используются короткие камеры ($\bar{L}_{\text{вк}} \leq 1$). Для более длинных вихревых камер на основе экспериментальных данных и разработанной математической модели ВДК была получена полуэмпирическая формула затухания $\lambda_{\varphi 0}$ по длине камер:

$$\lambda_{\varphi 0} = \lambda_{\varphi 1} / \bar{r}_{\text{диф}} \exp(-0,00137 Re^{0,3} \bar{L}_{\text{вк}}), \text{ где } Re_{\pi} = \frac{4G_1}{d_{\text{вк}} \mu (T/273)^{0,75}}. \quad (12)$$

Учет затухания момента количества движения газа за счет вносимого в приосевую область СВТ охлаждаемого тела осуществляется эквивалентным

увеличением длины вихревой камеры $\bar{L} = \bar{L}_{\text{БК}} + \bar{L}_{\text{ЭК}}$, где

$$\bar{L}_{\text{ЭК}} = \frac{d_c}{d_{\text{БК}}} \cdot \frac{\bar{l}_c v_{c\phi}^2 \text{Re}_T^{0,25} \rho_c}{\bar{L}_{\text{БК}} \left(\sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma+1} RT_1^* \lambda_{\phi 1}} \right)^2 \text{Re}_c^{0,25} \rho_1}, \quad (13)$$

где $d_c, \bar{l}_c, v_{c\phi}^2, \rho_c$ - диаметр, относительная длина, окружная скорость и статическая плотность газа на стенке цилиндра, соответственно.

Рекордные эффекты охлаждения ($\Delta t_x = 152^\circ$) и теплообмена в СВТ ($\alpha = 200$ Вт/м² К), малые габариты (А.П.Меркулов, Н.Д.Колышев, 1965), можно сделать вывод о ее преимуществах в качестве охладителя в бортовых авиационных системах охлаждения по сравнению с известными холодильными системами.

Для адаптации разработанной модели ВДК для расчета характеристик СВТ было осуществлено обобщение экспериментальных данных В.Е.Вилякина и Н.Д.Колышева (1973). Критериальные уравнения теплообмена запишутся следующим образом:

$$N_u = 0,22 \text{Re}_s^{0,62}, \quad 2 \cdot 10^5 < \text{Re}_s < 2 \cdot 10^6, \quad N_u = 198 + 650(\lg \text{Re}_s - 4,95), \\ 9 \cdot 10 \leq \text{Re}_s \leq 2 \cdot 10^5, \quad N_u = 0,66 \text{Re}_s^{0,5}, \quad \text{Re}_s < 9 \cdot 10^4. \quad (14)$$

На нерасчетных режимах функционирования ВДК было выявлено явление помпажа, характеризующееся низкочастотными ($f \sim 1$ Гц) крупномасштабными флуктуациями термодинамических параметров $\Delta P/P_0 \sim 0,1$.

Реализация данного аномального режима объясняется затеканием атмосферного воздуха по внешней щели диффузора в приосевую область вихревой камеры при относительных ширинах щели диффузора $\bar{\Delta}d = \Delta/d_{\text{БК}} = 0,3 \div 0,5$.

Таким образом, на основе теоретических и экспериментальных исследований удалось выделить три принципиально важных режима течения в вихревой диффузорной камере:

1) закон оптимальной крутки, соответствующий нормальному функционированию вихревой диффузорной камеры, имеющей в своей основе сильнозакрученные потоки газа;

2) запираание потока в щелевом радиальном диффузоре, соответствующее

возникновению кольцевого скачка уплотнения в нем (аномальный режим);

3) режим помпажа вихревого диффузорного устройства, соответствующего возникновению крупномасштабных низкочастотных периодических колебаний термодинамических параметров в приосевой области вихревой камеры (аномальный режим).

В третьей главе разработана полуэмпирическая модель закрученных слабо-ионизированных потоков, базирующаяся на модели ВДК. Учет коэффициента переноса (ν_T, D_T) в вихревом разряде осуществлялся по экспериментальным данным (А.П.Меркулов, В.М.Кудрявцев, В.Г.Шахов, 1976) в

$$\nu_T = f(\pi_1, \bar{r}, P_I^*, T_I^*); D_T \approx \gamma_{sh} \nu_T; \gamma_{sh} = 1/sh = 1,2 \div 1,3. \quad (15)$$

$$(\gamma_{sh} = 1/S_{sT} = 1,2 \div 1,3) \cdot 1/S_h. \quad (16)$$

Усредненное значение коэффициента диффузии по сечению вихревой определяется по формуле $\tilde{D}_T = (2 \int_0^{r_1} D_T r dr) / r_1^2$. (17)

В условиях слабого нагрева газа электрическим током можно пренебречь возмущающим влиянием тлеющего разряда на характеристики турбулентного течения и использовать коэффициент диффузии неионизированного газа: $\partial D_e / \partial q \approx 0$.

При выводе уравнения диффузии были приняты следующие допущения и условия: 1) стационарность процесса $\partial/\partial t = 0$; 2) осевая однородность $\partial/\partial z = 0$ и аксиальная изотропность $\partial/\partial \varphi = 0$ характеристик вихревого тлеющего разряда в осевом и окружном направлениях соответственно; 3) подвижность электронов существенно больше подвижности ионов $(\mu_e \gg \mu_i)$; 4) отрыв электронных температур от газовых $T_e \gg T$; 5) квазинейтральность плазмы $n_e \approx n_i$; 6) суперпозиция амбиполярной и турбулентной диффузий $D_{эфф} = D_T + D_e$; 7) квазиизобарность процесса $(\partial P / \partial q \approx 0)$.

Условие 1 применимо для стационарных или квазистационарных режимов тлеющего разряда, т.е. когда время существования разряда существенно больше характерных времен процесса $(\tau_{рел}, \tau_{ин}, \tau_{обм})$ (Ю.П.Райзер, 1975). Допущение 2 объясняется тем, что в коротких ВДК $(\bar{L}_{вк} = 1 \div 1,5)$ и изменение термодинамических

параметров по длине камеры незначительно ($\partial/\partial z = 0$), а изотропность параметров ($\partial/\partial \varphi = 0$) является условием осесимметричности. Условие 3 - следствие большой разницы масс электронов и иона – выполняется $\partial/\partial \varphi = 0$ практически во всех случаях газоразрядной плазмы. Допущение 4 отражает отрыв электронной температуры от газовой температуры в случае тлеющего разряда и выполняется, например, в случаях газоразрядной плазмы, применяемой для накачки CO - и CO_2 -лазеров; условие квазинейтральности плазмы 5 выполняется при плотностях электронов $n_e \geq 10^{18} \text{ м}^{-3}$. Допущение о квазинейтральности плазмы в вихре выполняется с высокой степенью точности, т.к. радиус Дебая существенно меньше характерного минимального масштаба турбулентности газа в вихре – длины турбулентного перемешивания l_T . Для типичных режимов течения ВДК, согласно работе В.Е.Голанта, А.П.Жилинского, С.А.Сахарова (1977), радиус Дебая составляет

$$r_D \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ м}, l_T \sim 10^{-2} \text{ м}, l_T \gg r_D.$$

Для оценки корректности использования уравнения диффузии электронов в вихревом тлеющем разряде в рамках рассматриваемой модели был проведен анализ, который показал, что при $r/r_i \ll 0,5$ приближение мелкомасштабной турбулентности выполняется, т.к. $\Lambda_L/d_{ek} \ll 1$, где Λ_L - лангранжев масштаб турбулентности. При больших значениях безразмерного радиуса $r/r_i \ll 0,5$ лангранжев масштаб турбулентности становится соизмеримым с диаметром вихревой камеры, и, значит, данное приближение не оправдано. Однако, как показал расчет вихревого тлеющего разряда, и эксперимент это подтверждает, весь разряд полностью располагается в области вынужденного вихря $\bar{R}_p = 0,3 \div 0,5$ (В.Т.Волов, В.М.Шмелев, 1982). Следовательно, допущение о мелкомасштабной турбулентности при статистическом осреднении уравнения диффузии для вихревого тлеющего разряда корректно. Далее осуществлялась оценка экспоненциальных членов (ν_i и β) в уравнении диффузии, которая показала 10-процентное изменение величин $\langle \nu(T_e) \rangle, \langle \beta(T_e) \rangle$ по сравнению с $\langle \nu(T_e) \rangle, \langle \beta(T_e) \rangle$, что можно считать удовлетворительным.

Допущение 7 о неизменности давления в разрядной трубке с вкладом электроэнергии в поток и без него является общепринятым для тлеющих разрядов с

дозвуковой прокачкой смеси ($\lambda \leq 0,3$) (В.Т.Волов, 1980; И.О.Хинце, 1963). В вихревом потоке с продольным направлением электрического поля тлеющий разряд реализуется в приосевой области камеры, где уровень скоростей дозвуковой ($\lambda \leq 0,3$), и поэтому допущение 7 для вихревого тлеющего разряда оправданно.

Расчет вихревого тлеющего разряда осуществляется в четыре этапа:

1) при заданных режимных ($P_1^*, T_1^*, \pi_v = P_1^* / P_a$) и геометрических ($d_{вк}, \bar{L}_{вк}, \bar{F}_c, \bar{D}_{диф}, \bar{R}_{диф}$) параметрах вихревого устройства и состава смеси (CO_2, N_2, He) определяются по модели ВДК (глава 2) термодинамические газодинамические характеристики потока в вихревой камере;

2) рассчитываются характеристики вихревого тлеющего разряда (ВТР) в пренебрежении нагрева (холодная модель);

3) рассчитывается ВТР с учетом усредненного нагрева разрядной области (уравнение теплового баланса);

4) рассчитывается ВТР с учетом тепловых нагрузок, неравномерно распределенных по радиусу (случай значительных энерговкладов).

В главе было показано, что при условии адиабатического распределения термодинамических параметров с учетом линейной зависимости электронной температуры от приведенной напряженности (E/N) градиент электронной температуры уравнивается градиентом газовой температуры $|\nabla \ln T_e| \sim |\nabla \ln T|$, тогда членами, описывающими термодиффузию вследствие градиента ионной температуры, можно пренебречь. По аналогии с амбиполярной термодиффузией коэффициент турбулентной термодиффузии был принят равным $D_T^x = D_T / 2$ (В.Е.Голант, А.П.Жилинский, С.А.Сахаров, 1977).

С учетом принятых допущений уравнение диффузии электронов в вихре в цилиндрической системе координат, ось O_z которой направлена вдоль оси вихревой камеры, запишется окончательно в безразмерном виде следующим образом:

$$y_{\zeta\zeta} + y_{\zeta} \left[\frac{1}{\zeta} + \left(1 + \frac{\gamma-1}{\bar{\gamma}_2^2} \zeta^2 \right)^{-1} \frac{(5-\gamma)\zeta}{\bar{\gamma}_2^2} + \frac{\bar{D}_{\zeta}}{\bar{D}} \right] + \gamma \left\{ \left(1 + \frac{\gamma-1}{\bar{\gamma}_2^2} \zeta^2 \right)^{-2} \times \right. \\ \left. \left[\frac{2\zeta^2(6-5\gamma+\gamma^2)}{(\bar{\gamma}_2^2)^2} + \left(1 + \frac{\gamma-1}{\bar{\gamma}_2^2} \zeta^2 \right)^{-1} \frac{3(2-\gamma) + (\bar{D}_{\zeta}/\bar{D})\zeta(3-\gamma)}{\bar{\gamma}_2^2} \right] + \frac{\bar{v}}{\bar{D}} \sigma \right\} - y^2 \frac{\beta}{\bar{D}} \left(1 + \frac{\gamma-1}{\bar{\gamma}_2^2} \zeta^2 \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} = 0 \quad (18)$$

где $y = (n_e/N)/(N_{oc}/n_{e0})$; $\zeta = (r/L)$; $L = 2RT_{oc}/\omega$; \bar{D}_{ζ}/\bar{D} вычисляется из эмпирической зависимости коэффициента турбулентной вязкости в вихре ДВК (А.П.Меркулов, В.М.Кудрявцев, В.Г.Шахов, 1976).

По расчетному значению относительной концентрации электронов y определяются среднее значение плотности электронов и степень контракции в разряде:

$$\tilde{N}_e = \frac{2n_{e0}}{N_{oc}} \cdot \frac{\int_0^{\zeta_p} y \cdot N_{\zeta} d\zeta}{\zeta_p^2}, \quad Z = \frac{\int_0^{\zeta_p} y \left(N/N_{oc} \right) \zeta d\zeta}{\zeta_p^2}. \quad (19)$$

Вклад электрической энергии в единицу объема и усредненный вклад энергии на единицу объема

$$W_H = en_e \nu_{dp} E; \quad \tilde{W}_s = 2 \int_0^{\zeta_p} W_H \zeta d\zeta / \zeta_p^2, \quad (20)$$

где ν_{dp} - скорость дрейфа электронов, которая определяется по соотношениям, представленным в работах Б.Ф.Гордиеца, А.И.Осипова, Л.А.Шелепина (1980) и К.Смита, Р. Томсона (1985).

Вклад электрической энергии на единицу вихревой трубки и общий вклад электрической энергии в вихревой тлеющий разряд определяются по формулам:

$$\tilde{W}^P = 2\pi r_p^2 \int_0^{\zeta_p} W_H \zeta d\zeta; \quad \tilde{W}^{\Sigma} = 2\pi r_p^2 l_p \int_0^{\zeta_p} W_H \zeta d\zeta. \quad (21)$$

Коэффициент обмена, представляющий собой отношение количества тепла, выносимого за счет турбулентной диффузии из области разряда на периферию вихревой камеры, к количеству тепла, выносимого за счет конвекции, рассчитывается по формуле:

$$\eta_{обм} = 1 - \exp \left(-C \frac{L_{вк}^2 \cdot \tilde{D}}{R_{вк} \bar{R}_{\rho} \tilde{v}_Z} (z - z_0) \right), \quad \text{где } C = const. \quad (22)$$

На рис. 8 представлено расчетное распределение плотности электрической мощности, вложенной в вихревой тлеющий разряд.

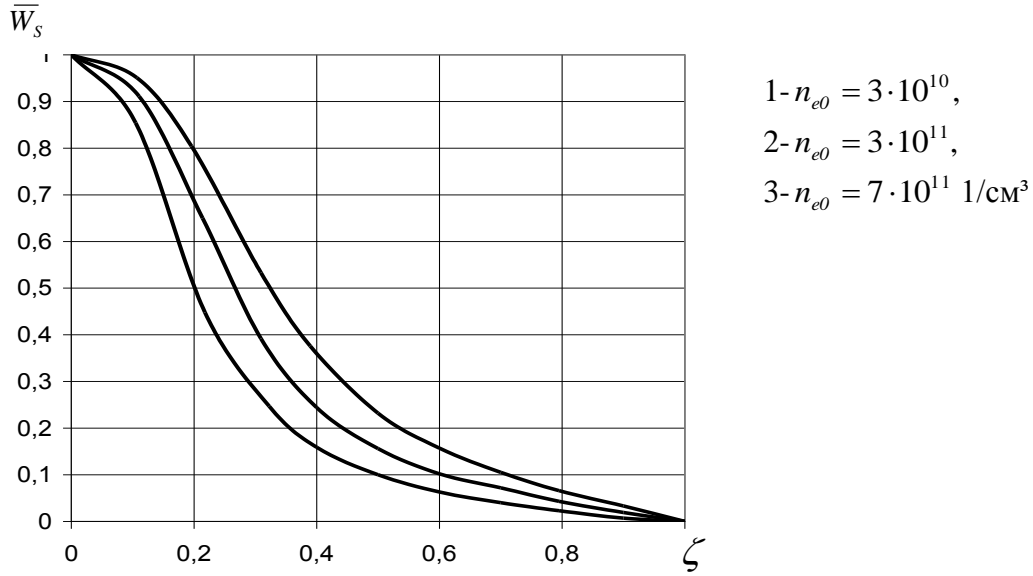


Рис. 8. Распределение безразмерной плотности электрической мощности по радиусу разряда

По распределению плотности электрической мощности в вихревом тлеющем разряде, зная усредненный по объему разряда нагрев в приближении адиабатической связи термодинамических параметров в вихре, рассчитывается распределение газовых температур.

Уравнение энергии для стационарного ($\partial/\partial t = 0$) и осесимметричного ($\partial/\partial \varphi = 0$) течений в форме Буссинеска для одномерного случая ($\partial/\partial z = 0$ и $v_\varphi \gg v_z, v_r$) и учета равенства нулю диссипативного члена в области вынужденного вихря примет окончательно следующий вид:

$$\frac{1}{\zeta_1} \frac{d}{d\zeta} \left[\zeta_1 \bar{\lambda}_T \frac{d\theta}{d\zeta_1} \right] + \xi \bar{W}_s = 0, \quad \theta = 1, \quad \theta_{\zeta} = 0 \quad \text{при} \quad \zeta = 0, \quad (23)$$

где $\theta = T/T_{oc}$ - безразмерная температура газа в вихре, $\bar{\lambda}_T = \lambda_T/\lambda_{T0}$ - безразмерный коэффициент турбулентной теплопроводности; $\bar{W}_s = W_s/W_{s0}$ - безразмерное распределение электрической мощности по радиусу; $\xi = \frac{W_{HO} r_1^2}{\lambda_{T0} T_{oc}}$ - безразмерный параметр. Коэффициент турбулентной диффузии λ_T определим по турбулентному числу Прандтля P_{r_t} . Индекс «ос» относится к параметрам на оси тлеющего разряда.

$$\theta = 1, \theta_{\zeta_1} = 0 \quad \text{при} \quad \zeta_1 = 0. \quad (24)$$

Дополнительным условием, накладывающим связь на параметр, является краевое условие $\theta(\zeta_p) = \text{const}$, (25)

а константа в правой части в первом приближении может быть принята $\theta^{ad}(\zeta_p) = T^{ad}(\zeta_p) / T_{oc}$, где $T^{ad}(\zeta_p)$ - значение температуры газа при $\zeta = \zeta_p$ в случае адиабатического распределения термодинамических параметров. С учетом вышеперечисленных краевых условий (24 ÷ 25) значение относительной температуры газа в вихре равно:

$$\theta(\zeta_1) = 1 - \xi \int_0^{\zeta} F(\rho) (\rho \bar{\lambda}_T(\rho))^{-1} d\rho; F(\rho) = \int_0^{\rho} \tilde{W}_s \rho_1 d\rho_1, \text{ где } \xi = \frac{1 - \theta^{ad}(\zeta_p)}{\int_0^{\zeta_p} F(\rho) (\rho \bar{\lambda}_T(\rho))^{-1} d\rho}. \quad (26)$$

В приосевой области температура определяется по формуле (26), а коэффициент политропы считается неизменным на некотором малом изменении радиуса разряда:

$$n = \frac{\ln \bar{P}}{\ln \bar{P} - \ln \theta}, \quad \text{где } \bar{P} = P_{i+1} / P_i; \theta = \frac{\theta_i + 1}{\theta_i}; i = 0, 1, 2, \dots \quad (27)$$

На рис. 9 а,б представлено распределение газовых температур и коэффициента политропы по радиусу вихревого тлеющего разряда.

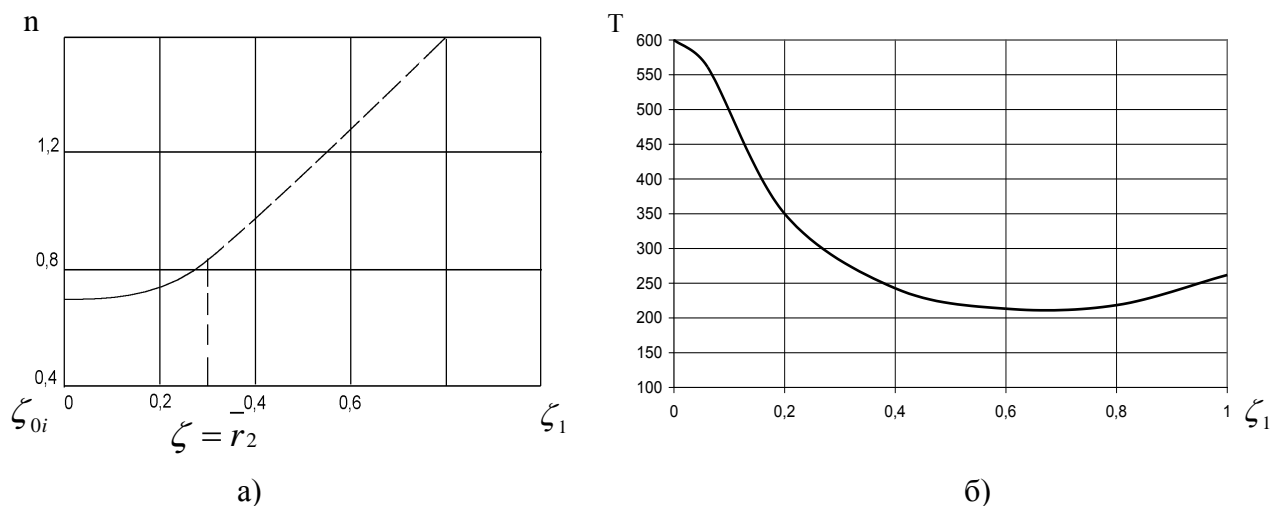


Рис. 9 Зависимость коэффициента политропы (а) и температуры (б) в вихревом тлеющем разряде от относительного радиуса вихря:

$$d_{\text{вк}} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ м}; n_{e0} = 3 \cdot 10^{11} \text{ 1/см}^3; \pi = 5; P_1^* = 0,5 \text{ МПа} \quad T_1^* = 300 \text{ К}; \pi^* = 30; \text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 8$$

Обобщая результаты ранее проведенных исследований (В.Т.Волов, 1986, 1987, 1988; З.Х.Израфиллов, И.Ф.Казаков, 1987; В.М.Шмелев, А.Д.Марголин, 1980;

Ф.М.Гайсин, Э.Е.Сон, 1989, 1990; Г.Ю.Даутов, Ю.С. Дудников, 1965) и описанного в данной работе эксперимента, можно сделать вывод о существовании двух качественно различных режимов вихревого тлеющего разряда. При фиксированном расходе газа и малых удельных вкладах мощности в разряд $(\tilde{W}_s \langle \tilde{W}_s^* \rangle)$ логарифмические градиенты электронных и газовых температур приблизительно равны друг другу и направлены в противоположные стороны, в случае больших удельных вкладов мощности логарифмические градиенты газовых и электронных температур направлены в одну сторону – от периферии к центру разряда $(\tilde{W}_s \rangle \tilde{W}_s^*)$, при этом расчетное значение коэффициента политропы существенно неоднородно по радиусу.

Для описания колебательной релаксации CO_2 и N_2 использовались кинетические уравнения для смеси многоатомных молекул, моделируемых гармоническими осцилляторами (Б.Ф.Гордиец, А.И.Осипов, Л.А.Шелепин, 1980).

Численные расчеты кинетики вихревого CO_2 -лазера (38 – 40) осуществлялись с помощью компьютерной программы Mathcad. Первоначально производился расчет усредненных по области разряда колебательных температур и КПД накачки, мощности излучения $W_{изл}$ и КПД ВЭЛ (рис. 10). Из рис. 10 следует, что колебательная температура T_4 достаточно высока ($T_4 - 1200 \div 1500 K$) даже при плотностях вложенной мощности в разряд $\tilde{W}_s \sim 200 Bm / cm^3$, при этом имеет место оптимальное значение мощности накачки. Расчетные значения интенсивности, плотности излучения и КПД говорят о том, что на основе вихревых ионизированных закрученных потоков можно создать эффективный малогабаритный газовый лазер.

С целью проверки основных положений предлагаемой полуэмпирической теории ионизированных закрученных потоков и модели расчета ВЭЛ в лаборатории горения ИФХ РАН было проведено экспериментальное исследование.

Первым этапом экспериментального исследования было изучение вихревого тлеющего разряда (ВТР). На рис. 11 показана принципиальная схема стенда ВЭЛ и ВТР. Установка состояла из двухдиффузорной ВДК (1), системы высокого давления (2), высоковольтного источника питания (3) и системы регистрации (4).

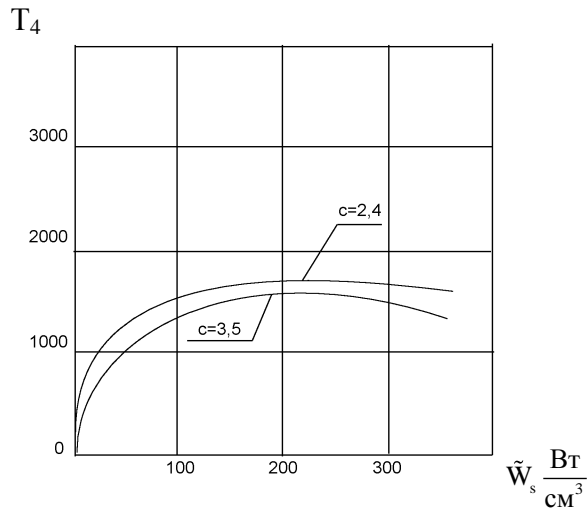


Рис. 10 Зависимость усредненной по области разряда колебательной температуры азота от плотности электрической мощности: газ- N_2 ; $P_1^* = 0,5 \text{ МПа}$; $\pi = 5$; $\pi^* = 30$

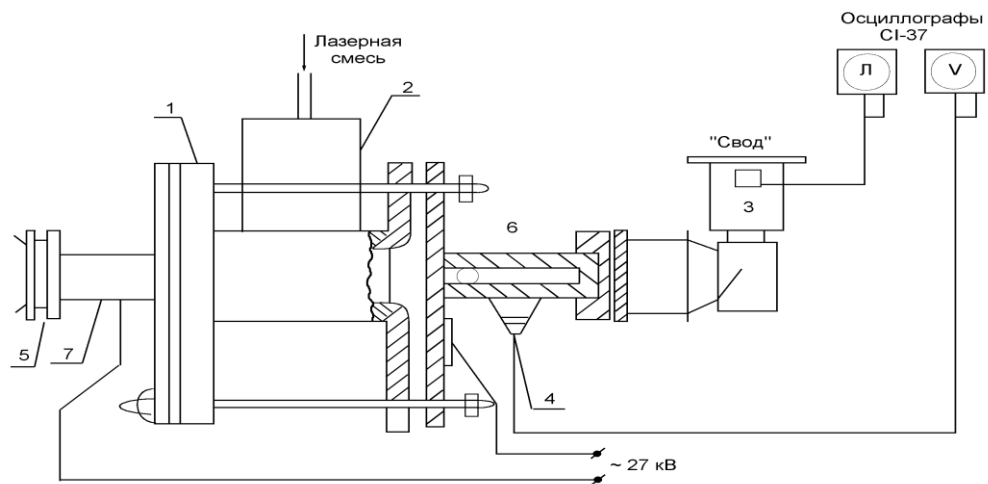


Рис.11 Принципиальная схема установки ВЭЛ

Рабочий газ подавался в вихревую трубу из двух трехлитровых ресиверов, открытие которых осуществлялось электропневмоклапанами. Ресиверы были пристыкованы непосредственно к тангенциальному подводу вихревой камеры и через шланги высокого давления заполнялись из баллона до $0,5 \div 1 \text{ МПа}$.

В центре внешних щек диффузора установлены кольцевые электроды с внутренним диаметром $d_3 = 15,10^{-3} \text{ м}$, расстояние между электродами варьировалось. Устройство работало в квазистационарном режиме: рабочий газ под давлением $P_1^* \sim 0,5 \div 1 \text{ МПа}$ подавался через тангенциальный сопловый ввод и втекал в вихревую камеру, где в приосевой области трубки возникала область низкого давления ($P = 100 - 200 \text{ Торр}$) и температур ($150 - 200 \text{ К}$). На электроды трубки подавалось переменное напряжение ($27 \text{ кВ}, 50 \text{ Гц}$) от высоковольтного трансформатора через

регулируемое балластное сопротивление ($10-300\text{ Ком}$). В момент достижения минимального давления в приосевой области происходил пробой межэлектродного промежутка и зажигался вихревой разряд. Он заполнял приосевую область низкого давления, которая составляла $0,3 - 0,5$ диаметра трубки. За каждый полупериод переменного тока разряд проходил три фазы: пробой, горение и погасание. Опыты проводились на $\text{CO}_2, \text{N}_2, \text{He}, \text{Ar}$, а также их смесях. В стадии горения вихревого тлеющего разряда вольтамперная характеристика носила нейтральный характер, т.е. напряжение горения разряда практически не изменялось при изменении силы тока от нуля до максимального значения I_α . Средние плотности мощности, вложенные в разряд, в вихревом разряде составляли $\tilde{W}_s \approx 200\text{ Вт/см}^3$. Фотосъемка разряда с помощью фоторегистратора показала, что разряд носил однородный характер по объему и перегревных неустойчивостей не возникало. В экспериментах по изучению электрического разряда в вихревой трубе на запоминающем осциллографе $\text{CI}-37$ при помощи делителя регистрировалось падение напряжения на разрядном промежутке. На втором аналогичном осциллографе записывались показания электрическим датчиком давления $\text{ДД}-10$, которые измеряли давление на оси вихревой трубы. Запуск осциллографа происходил от подачи напряжения на электропневмоклапаны ресиверов, т.е. с началом подачи газа в вихревую трубу (рис. 12).

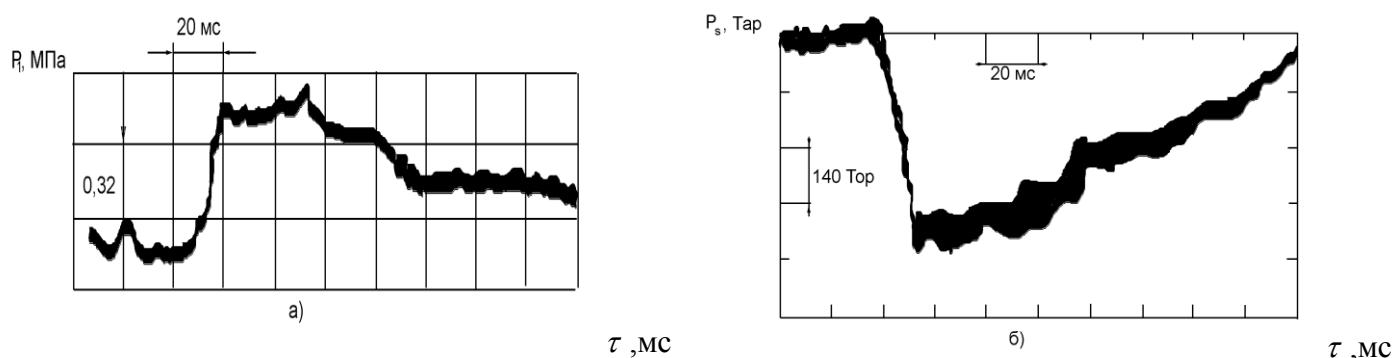


Рис. 12. Зависимость давлений от времени на входе ВЭЛ (а) на оси его камеры (б)

В табл. 2 приведено сопоставление усредненных вкладов в тлеющий разряд ВДК и давления в проведенном эксперименте с расчетными значениями соответствующих величин.

Таблица 2. Сопоставление расчетных и экспериментальных параметров тлеющего разряда в ВЭЛ

№ п/п	\bar{R}_P	$P_{э, \text{тор}}$	$P_{P, \text{тор}}$	$U, \text{кВ}$	$J, \text{а}$	$\tilde{W}_s^s, \frac{\text{Вт}}{\text{см}^3}$	$\tilde{W}_s^P, \frac{\text{Вт}}{\text{см}^3}$	$\varepsilon = \frac{W_s^s - W_s^P}{W_s^P} 100\%$
1	0,2160	10	10,03	3,36	1,275	214	205,0	4,2%
2	0,3098	20	21,88	4,5	0,28	63	55,78	11,2%
3	0,357	80	81,60	11,2	0,05	28	20,80	25,7%

Из данной таблицы видно, что усредненные давления, полученные в результате расчета и экспериментальные давления согласуются с 10% точностью. Расчетные усредненные вклады энергии на единицу объема в зависимости от режима работы ВДК расходятся с экспериментальными значениями W_s^s в пределах (4–25%), что можно считать удовлетворительным. Рассчитанные значения относительно радиуса разряда также хорошо согласуются с их экспериментальными значениями. Влияние электрического разряда на величину давления на оси трубы оказалось незначительным даже при максимальном энергокладе до 2 кВт. Это означает, что теплоподвод от осевой части вихревой трубы значителен, что не позволяет существенно изменить поступательную температуру газа, т.к. это повлекло бы за собой изменение давления на оси. Расчет вихревого тлеющего разряда по соотношению (1÷12) показывает, что при расходе рабочей смеси $CO_2:N_2:He=1:2:12$ $G=0,3 \text{ кг/с}$ усредненный нагрев по разрядной области не превышает нескольких градусов. Это означает, что в вихревой трубке происходит практически полное обновление газовой смеси за время, меньшее, чем время, в течение которого напряжение на трубке меньше напряжения горения, т.е. примерно менее 2–3 мс. Было проведено сравнительное изучение разряда в вихревой трубке и отпаянной стеклянной трубке таких же размеров. Оказалось, что напряжение зажигания электрического разряда в вихревой трубке значительно выше, чем в отпаянной трубке (В.Т.Волов, 1987).

В работе осуществлен экспериментальный анализ устойчивости вихревого тлеющего разряда, выявивший и наблюдавшийся впервые экспериментальный факт множественного пробоя в вихревом потоке газа на радиусе $\bar{r} \approx 0,15$. Данный экспериментальный факт является уникальным, так как ни один из известных

методов не может выявить быстрые флуктуации понижения плотности газа (Ю.П.Райзер, 1975).

Как известно, множественный пробой является негативным, например, для работы лазеров, но вместе с тем для исследования мгновенной структуры сверхзвуковых турбулентных закрученных потоков может явиться основой перспективного, практически безынерционного метода исследования структуры сильно неоднородной турбулентности в газовых потоках, имеющего серьезные преимущества перед лазерными методами.

В целях проверки возможности создания вихревого электроразрядного CO_2 -лазера (ВЭЛ) были проведены опыты в вихревом лазере, разработанном на базе ВДК (рис. 11). В этих экспериментах была получена генерация при удельном энергокладе до 2 Вт/см^3 и давлениях до 95 Торр. Мощность генерации в этих опытах составляла $\sim 1 \text{ Вт}$.

С целью минимизации проведения экспериментов при масштабировании ВЭЛ и ВЭП в работе получено обобщение законов подобия для вихревого тлеющего разряда, включающие соотношения подобия для тлеющего разряда (В.К.Конюхов, 1970) и соотношения подобия для закрученных потоков газа в вихревых диффузорных камерах (В.Т.Волов, 2005). Из табл. 3,4 следует, что несоблюдение законов подобия при масштабном моделировании вихревого тлеющего разряда приводит к существенным отклонением его характеристик от базовых (до 200%).

Таблица 3. Численное моделирование параметров вихревого тлеющего разряда при выполнении условий подобия

n_{e0}	U	P	π_v	π^*	r	\tilde{N}_e	W_s	W_s^P	E/N	E_e	\bar{R}_P	$\varepsilon_{E/N}$	ε_{R_P}	$\varepsilon_{W_s^P}$
$1/\text{см}^3$	В/см	ата	-	-	см	$1/\text{см}^3$	Вт/см ³	Вт/см	$\text{Всм}^2 \cdot 10^{-16}$	эВ		%	%	%
$3 \cdot 10^{11}$	2490	5	5	30	5,5	$5,7 \cdot 10^{10}$	98,98	580,1	1,84	0,67	0,5	-	-	-
$2,33 \cdot 10^{11}$	1992	4	5	30	6,9	$4,88 \cdot 10^{10}$	67,00	554,0	1,98	0,69	0,475	5,7	5	4,4
$1,93 \cdot 10^{11}$	1660	3,33	5	30	8,25	$4,44 \cdot 10^{10}$	50,00	690,0	1,935	0,691	0,473	5,8	5,1	3,33

В главе проведен сравнительный анализ эффективности процессов энергообмена в электроразрядных газовых системах трех типов: 1) вихревого, 2)

дозвукового, 3) сверхзвукового.

Таблица 4. Численное моделирование параметров вихревого тлеющего потока без выполнения условий подобия

n_{e0}	U	P	π_v	π^*	r	\tilde{N}_e	W_s	W_s^P	E/N	E_e	\bar{R}_P	$\varepsilon_{E/N}$	ε_{R_P}	$\varepsilon_{W_s^P}$
1/см ³	В/см	ата	-	-	см	1/см ³	Вт/см ³	Вт/см	Всм ² · ·10 ⁻¹⁶	эВ		%	%	%
3·10 ¹¹	2490	5	5	30	5,5	5,7·10 ¹ ₀	96,98	580,1	1,84	0,67	0,5	-	-	-
2,4·10 ¹¹	1600	4	5	20	6,9	1,2·10 ¹ ₁	123	200	0,98	0,5	0,2	100	150	190
3·10 ¹¹	2138	5	5	30	8,25	7,7·10 ¹ ₀	123,1	468	2	0,73	0,47	16	6	152
2,675· ·10 ¹¹	2400	5	5	30	8,25	7,1·10 ¹ ₀	115	1377	1,93	0,695	0,47	5,8	6	137
2,3·10 ¹¹	2483	5	5	30	8,25	6,2·10 ¹ ₀	100	1150	1,75	0,61	0,47	6	6	106

Сравнение указанных типов систем будем производить по трем показателям: коэффициенту полезного действия η , вложенной мощности на единицу длины \tilde{W}_p и вложенной мощности на единицу объема \tilde{W}_s . Вопросы, связанные с оптимизацией КПД системы, исследование возможностей неустойчивостей тлеющего разряда, а также приэлектродные эффекты в данной работе не рассматривались.

Коэффициент полезного действия у вихревого и дозвукового типа будет примерно одинаков ($\eta_1 \leq \eta_2$) при использовании вращающихся камер и щелевых диффузоров в вихревых системах, с которых снимается дополнительная механическая энергия ($\eta^o \neq 0$). Погонные вложенные мощности W_p и удельные мощности W_s в вихревом типе систем на порядок выше, чем в дозвуковом типе:

$$\frac{W_p^1}{W_p^2} \sim 10, \quad \frac{W_s^1}{W_s^2} = \frac{W_s^{P_1}}{W_s^{P_2} R_P^{-2}} \sim 10.$$

Мощностный КПД ВТР ($\eta^o = 0$) и КПД тлеющего разряда со сверхзвуковой прокачкой электроразрядных систем приблизительно одинаковы ($\eta_1 \approx \eta_3$), а отношение вкладываемых - погонной и удельной - мощностей в указанных типах электроразрядных систем равно $W_s^1 / W_s^3 \approx 20$; $\frac{W_p^1}{W_p^3} = \frac{W_s^1}{W_s^3} \cdot \frac{F_1^P}{F_3^P} \sim \eta_{обм} \sim 1$.

Таким образом, проведенный анализ показал, что вихревой тлеющий разряд обладает повышенными энергетическими показателями при меньших габаритах по

сравнению с тлеющими разрядами с дозвуковой и сверхзвуковой прокачкой газа.

В приосевой области вихревой камеры ВТР, где реализуется тлеющий разряд, имеют место существенные резервы охлаждения, что особенно важно при эксплуатации электроразрядных СО-лазеров. Кроме того, расположение зеркал резонатора в приосевой области вихревой камеры ВЭЛ позволяет их эффективно охлаждать.

Как показано в исследовании А.А.Введенкова (1982), электроразрядные газовые лазеры с медленной прокачкой газа характеризуются отношением времен диффузии и обновления смеси ($\tau_{\text{диф}}/\tau_{\text{обм}} \ll 1$), т.е. принадлежат к диффузионному типу охлаждения, быстропрокачные электроразрядные лазеры характеризуются ($\tau_{\text{диф}}/\tau_{\text{обм}} \gg 1$), т.е. относятся к конвективному типу охлаждения смеси. Проведенный анализ показал, что данный параметр ($\tau_{\text{диф}}/\tau_{\text{обм}} \sim 1$) порядка единицы, что позволяет отнести его к конвективно-диффузионному типу охлаждения.

В четвертой главе осуществлено моделирование неэлектрического метода накачки твердотельных лазеров на основе многостадийного сжатия в вихревых баллистических плазмотронах.

Известно, что многостадийное сжатие в плазмотронах существенно эффективнее одностадийного сжатия (В.М.Шмелев, А.Д.Марголин, В.Т.Волов, Д.Б.Волов, 1998), так, например, для одноатомного газа ($\gamma = 1,67$) при $T_0 = 300\text{K}$ и его нагреве до температуры 6000K предельная эффективность многостадийного сжатия E_∞ / E_1 в 39 раз выше одностадийного.

Существенное увеличение эффективности нагрева рабочего газа может быть достигнуто в относительно простых устройствах двухстадийного адиабатического сжатия — в баллистических плазмотронах с двумя свободно движущимися поршнями, имеющих максимальную достижимую энергетическую эффективность при нагреве рабочего газа до температуры порядка 10000K , приходим к выводу, что примерно в 10 раз превосходит эффективность одностадийного адиабатического сжатия.

Рабочий цикл сжатия газа и генерации плазмы происходит следующим образом. Под действием толкающего газа тяжелый поршень сжимает газ в области

между двумя поршнями, причем второй поршень, обладая достаточной инерцией, играет роль стенки. Далее через клапан (или отверстие) второго поршня предварительно нагретый рабочий газ перетекает в пространство перед поршнями. На второй стадии адиабатического нагрева газа происходит его одновременное сжатие двумя поршнями, двигающимися примерно с одинаковой скоростью. Образовавшаяся высокотемпературная плазма при конечном сжатии и разрыве пиромембраны перетекает через сопло в прозрачную колбу. Формируется ударная волна, движущаяся со сверхзвуковой скоростью к противоположному торцу камеры. В это время и происходит высвечивание энергии. Излучение попадает на активное тело и далее происходит генерация, как на обычном твердотельном лазере.

Теоретический анализ показывает, что при такой газодинамике течения возникает система косых/прямых скачков уплотнения, в которых высвечивается основная часть энергии излучения, и газ попадает в камеру сильно охлажденным. Кроме того, за счет ударных волн часто происходит разрушение лазерного элемента.

С целью устранения указанных недостатков и повышения надежности работы предложена принципиально новая конструкция оптической камеры. В ней вдув газа производится не с торца, а тангенциально с боковой поверхности. После прохождения укороченного входного канала газ, закручиваясь, движется в обоих направлениях (рис. 13).

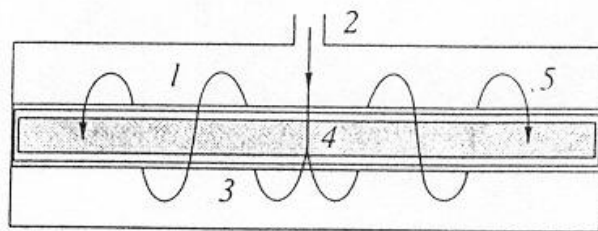


Рис. 13. Схема вихревой оптической камеры с внутренним расположением лазерного стержня:
1 – корпус камеры, 2 – тангенциальный вход, 3 – кварцевая защитная трубка,
4 – лазерный элемент, 5 – траектория частиц газа

В данной оптической камере отсутствуют потери, связанные в осевой камере со скачками уплотнения на входе. Рассеивание излучения на стенки входного канала снижено за счет уменьшения поверхности взаимодействия приблизительно в два

раза, а за счет сокращения длины входного участка потери снижены еще в два раза. Кроме того, здесь достигается более равномерное освещение активного тела, появляется возможность использования двухзеркального резонатора. Но движение газа в такой камере приводит к необходимости решать газодинамическую задачу в трехмерной постановке.

В случае баллистической установки ударно-волновое движение газа достаточно хорошо описывается системой уравнений идеального (невязкого, нетеплопроводного) газа, векторная запись которых в традиционных обозначениях имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}\frac{\partial p}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{W}) &= 0; \\ \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} + \operatorname{grad} \frac{W^2}{2} - \mathbf{W} \times \operatorname{rot} \mathbf{W} + \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p &= 0; \\ \frac{\partial e}{\partial t} + \operatorname{div}((e + p) \mathbf{W}) &= 0.\end{aligned}\tag{28}$$

Здесь p и ρ - соответственно, давление и плотность, \mathbf{W} - вектор скорости, $e = \rho(\varepsilon + 0,5W^2)$ - полная энергия единицы объема газа, ε - внутренняя энергия единицы массы. Система уравнений (28) замыкается уравнением состояния совершенного газа:

$$p = \rho \varepsilon (\gamma - 1), \quad \varepsilon = c_v T,$$

где γ - показатель адиабаты Пуассона; c_v - теплоемкость при постоянном объеме; T - температура.

Несмотря на высокие температуры в следствии высокой плотности газов степень ионизации рабочих газов (ксенона, аргона) не превышают 3%.

Модель включает в себя расчет течения в стволе (I), канале (II) и камере (III). Поскольку истечение газа в область камеры рассматривается при закритических перепадах давления, то значения параметров в канале не зависят от течения газа внутри камеры. Поэтому задача по описанию течения разделяется на две: расчет течения в предкамерной области и расчет в вихревой камере. В первой области задача обладает осевой симметрией и ее можно решать в двухмерной постановке в цилиндрических координатах. В свою очередь, двухмерная задача предкамерной

области включает в себя две расчетные сетки - в стволе (I) и в канале (II). Так как обе эти сетки обладают цилиндрической симметрией с одной осью симметрии, то их согласование не представляет труда.

В настоящей работе использована явная двухшаговая схема Мак-Кормака с нецентрными разностями (П.Роуч, 1980; Р.Ф.Уорминг, 1973).

При температурах более 1000 К существенным становится вклад излучения в общий теплообмен. Вместе с тем существует ряд задач газовой динамики, в которых наиболее важным является определение, помимо движения газа, характеристик возникающего излучения. Это имеет место и в случае расчета процессов в баллистическом плазмотроне, где раскаленные ($T \approx 10^4$ К) потоки плотного газа используются в качестве импульсных источников излучения. Давления в таких устройствах могут достигать величин порядка 10^8 Па, а время импульса света составляет несколько миллисекунд.

Система уравнений радиационной газодинамики является интегро-дифференциальной. Первоначально для расчета обтекания затупленных тел с учетом излучения было предложено приближение объемного высвечивания, которое приводит к дифференциальным уравнениям (N.C.Freeman, 1949). В дальнейшем применялись P1-е и следующие приближения метода сферических гармоник и приближение плоского слоя. Для решения подобных задач использовались методы интегральных соотношений, характерной особенностью которых является явное выделение ударных волн.

Уравнение переноса излучения записывается в виде

$$\frac{\partial I_\nu}{\partial l} = K'_\nu (B_\nu - I_\nu), \quad B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp[h\nu/(kT)] - 1}, \quad (29)$$

где B_ν - функция Планка; $K'_\nu = K_\nu [1 - \exp(-h\nu/kT)]$ - коэффициент поглощения с учетом вынужденного испускания; I - интенсивность излучения; l - направление излучения.

Вектор лучистого теплового потока:

$$\mathbf{q} = \int_{4\pi} \int_0^\infty I_\nu \Omega d\Omega d\nu, \quad Q = \text{div} \mathbf{q} = 4\pi \int_0^\infty K'_\nu B_\nu d\nu - \int_0^\infty K'_\nu d\nu \int_{4\pi} I_\nu d\Omega, \quad (30)$$

где Ω - телесный угол.

В случае вихревого плазмотрона имеется спектр косых скачков, в которых происходит высвечивание. Их форма, промежутки времени их следования, расположение в пространстве непрерывно меняются. В связи с этим точный учет всех скачков, а следовательно, использование приближения поверхностного излучателя представляется нереальным. Использование приближения объемного излучателя неправомерно: в связи с высокими давлениями и их неравномерностью в системе имеются как объемные, так и поверхностные излучатели. Для плазмотрона важно не столько выяснение картины распределения излучения в пространстве, сколько определение мощности радиационных потерь всеми источниками системы в целом.

Поэтому была выбрана достаточно простая (по сравнению с газодинамической) схема учета излучения, которая бы работала во всем диапазоне от S – до V –источников и дающая возможность вычислять величину суммарной энергии излучения λ , Q в уравнение энергии, входящей как скалярная величина.

Задача решалась при следующих начальных условиях: в I области - $p_0 = 627 \cdot 10^5$ Па (максимальное из зафиксированных в опытах), $T_0 = 10^4$ К, $\mathbf{W}_0 = 0$, Хе; во II и III областях - $p_0 = 10^5$ Па, $T_0 = 300$ К, $\mathbf{W}_0 = 0$, воздух.

Первоначально после разрыва мембраны поток устремляется в сторону камеры (рис. 14, табл. 5). Быстро формируется прямой скачок уплотнения, скорость движения которого вычислялась в соответствии с исследованием Г.Н. Абрамовича (1976).

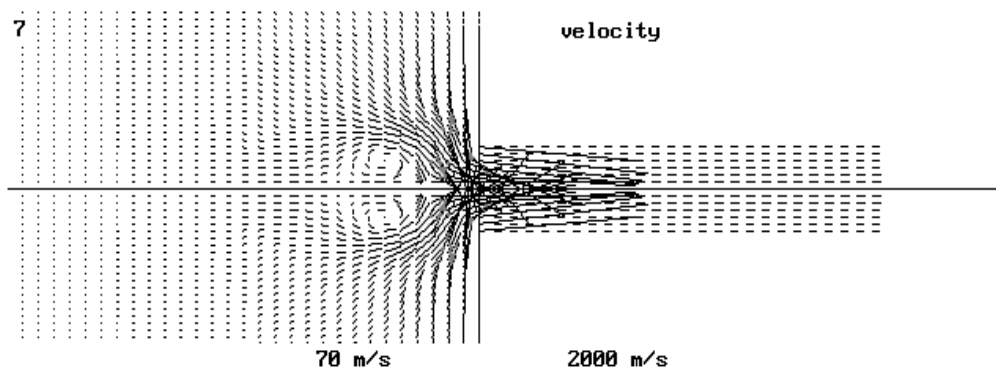


Рис. 14. Образование вихревой зоны перед каналом

Далее газовый поток взаимодействует с центральным телом. Результаты

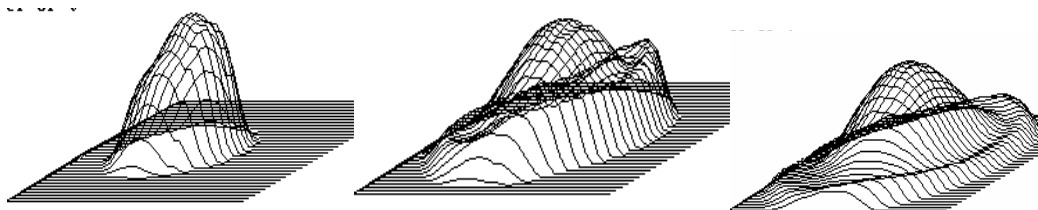
расчета этого взаимодействия являются краевыми условиями для проверки центрального тела на прочность. На рис. 15 а-в показаны последовательные стадии изменения формы импульса давления на центральной части трубки через каждые 0,0115 мс. Давления на трубке максимальны в первом пике – $61,1 \cdot 10^5$ Па. Это меньше допускаемых напряжений для кварцевых стекол, используемых в лазерной технике (Г.Н.Рохлин, 1991). Дальнейшие пики в различных по углу точках трубки слабее и вызваны взаимодействием вращающихся потоков.

Таблица 5. Данные расчета по двумерной части задачи

t, мс	T, К	p, ·10⁵ Па	ρ, кг/м³	T_к, К	p_к, ·10⁵ Па	ρ_к, кг/м³	u_к, м/с	E, Дж	E_к, Дж
0,00	10000	624	99,5	300	1,00	1,29	1000	0,00	0,00
0,10	9282	556	16,3	7998	329	11,2	963	942	207
0,25	8753	515	16,0	7029	259	10,0	929	1870	296
0,50	7794	426	14,8	6043	211	9,50	856	2977	319
1,00	6911	330	12,9	5292	163	8,31	802	3338	320
1,50	6375	267	11,4	4860	132	7,43	770	3372	321
2,00	6006	219	9,92	4489	108	6,51	738	3376	321
2,50	5217	179	9,34	4154	89,2	5,85	708	3377	321
3,00	4587	148	51,5	3878	30,4	73,2	694	3377	321

Индекс «к» относится к средним параметрам в канале, без индекса - средние параметры в стволе.

В программе непрерывной визуализации отчетливо видно движение головной волны, распространяющейся в сторону вращения (табл. 6). Волна дифрагирует в сторону торцов камеры и к трубке, угол дифракции - 65^0 . Некоторая часть потока, пройдя перед стенкой трубки, начинает вращение в обратном направлении и достигает головную часть в точке $\varphi = 145^\circ$ в момент $t = 0,173$ мс.



а) $t = 0,0345$ мс

б) $t = 0,0460$ мс

в) $t = 0,0575$ мс

Рис. 15. Последовательные стадии изменения формы импульса давления на центральной части трубки

Излучение в камере в целом имеет один максимум в момент 0,460 мс (рис. 16). За импульс в камере высветилась энергия $E = 9617$ Дж. Здесь плотность излучения достигала $1,52 \cdot 10^{10}$ Вт/м³, $p_{max} = 1,49 \cdot 10^7$ Па, средние $p = 5 \cdot 10^6$ Па. Относительная пологость пика вызвана вращением газа - следствие того, что температуры в движущихся потоках ниже температуры торможения. Поэтому высвечивание энергии происходит за больший промежуток времени, однако вполне короткий (0,443 мс) для работы лазерной установки подобного типа.

Подытоживая результаты численного эксперимента, можно сделать вывод о целесообразности использования вихревых камер в баллистических плазмотронах двухстадийного сжатия. Истечение плотной высокотемпературной плазмы в вихревую камеру позволяет существенно уменьшить потери энергии в скачках уплотнения и избежать разрушения рабочих тел лазеров (рубиновый стержень) в процессе эксплуатации.

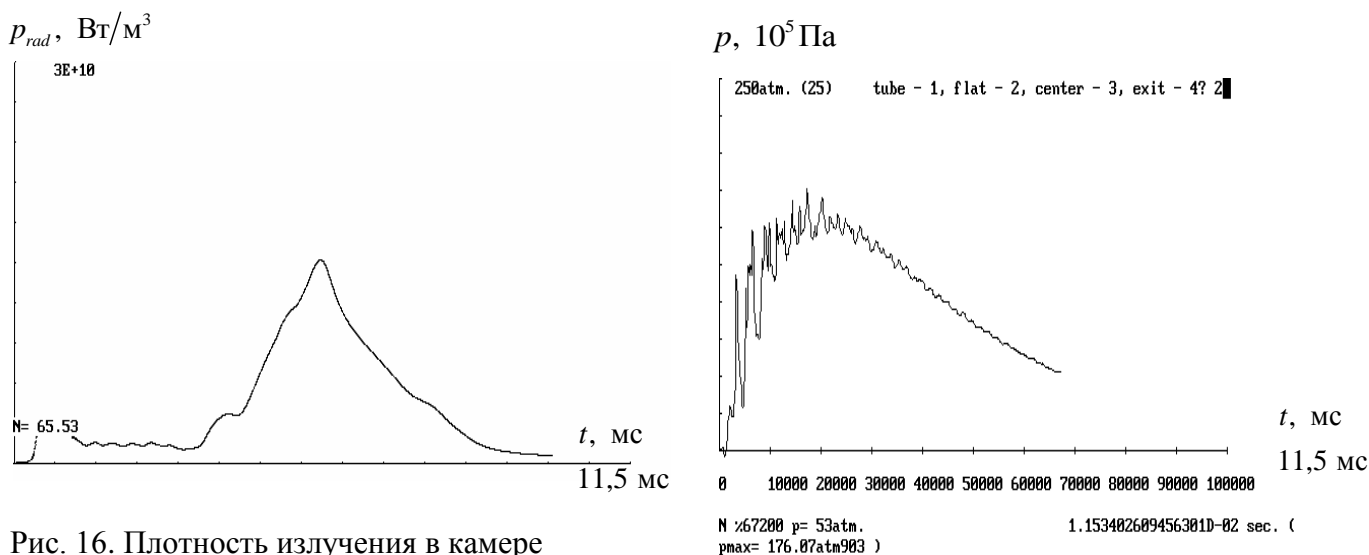


Рис. 17. Изменение давления на торце. Расчет на длительное время – 7,7 мс

Таблица 6. Данные численного эксперимента по трехмерной части задачи

N	L _к , мм	p ₁ , ·10 ⁵ Па	t ₁ , мс	Δt, мс	p ₂ , ·10 ⁵ Па	p _{2max} , ·10 ⁵ Па	T, К	p ₃ , ·10 ⁵ Па	τ, мс
1	14	180	0,046	0,173	291	291	10000	371	0,345
2	28,0	122	0,046	0,345	262	262	9915	166	0,403
3	41,0	86,0	0,069	0,276	212	223	9870	142	0,460
4	84,0	63,1	0,046	0,242	161	180	8000	128	0,575
5	276	62,3	0,104	0,207	114	176	7869	117	0,690
6	340	61,1	0,242	0,219	80,6	194	6853	106	1,725

τ - время стабилизации параметра.

Экспериментальные исследования вихревой камеры баллистического плазмотрона проводились на базе баллистического плазмотрона двухстадийного сжатия (А.Д.Марголин, Н.Я.Василик, В.М.Шмелев, 1989), разработанного в Институте химической физики РАН.

В табл. 7 приводятся данные о соотношении давлений на входе в ВК и возникающих при этом максимальных давлениях на торце при $d_c = 8,7 \cdot 10^{-3}$ м. Как видно из таблицы, наблюдаются отклонения от монотонного роста p_2 . Волна, распространяясь в канале центрального датчика, претерпевает ряд отражений от стенок и гасится. Поэтому в центральной части камеры регистрируется только общее нарастание давления, а ударные волны не улавливаются. Однако центральные всплески от входного отверстия фиксируются.

Расхождение эксперимента с прогнозируемой величиной на расчетном режиме p_3 достигает 10%. Сравнение средних p_3 дает более удовлетворительное согласие с экспериментальными данными – $4,7 \cdot 10^6$ Па в расчете и $4,2 \cdot 10^6$ Па на расчетном режиме.

Таблица 7. Экспериментальные данные по давлениям в точках 1, 2

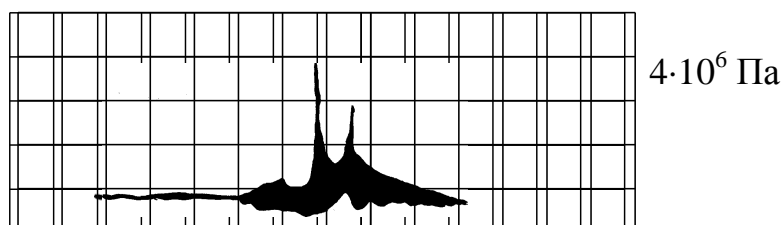
		точка 1		точка 2	
Нопыта	$p_0, \cdot 10^5$ Па	$p_1, \cdot 10^5$ Па	датчик	$p_2, \cdot 10^5$ Па	датчик
1	75	242	T6000-1	80	ЛХ-610
2	97,5	289	T6000-1	98	ЛХ-610
3	100	300	T6000-1	92	ЛХ-610

4	105	309	T6000-3	111	ЛХ-610
5	125	331	T6000-1	111	ЛХ-610
6	150	390	T6000-3	127	ЛХ-610
7	157	403	T6000-1	123	T6000-1
8	162	428	T6000-1	130	ЛХ-610
9	165	475	T6000-1	139	ЛХ-610
10	177	544	T6000-1	161	T6000-1

Главным моментом в подтверждении эффективности разгрузки центрального тела в вихревом варианте камеры явилось испытание установки в сборе с кварцевой трубкой $\varnothing 4 \cdot 10^{-2}$ м. После того, как было получено достаточное количество данных, свидетельствующих об удовлетворительном согласии численного расчета и эксперимента в контрольных точках, и прогнозируемые давления на трубке не превышающих допускаемых, что исключает разрушения кварцевого стекла. На рис. 18 был приведен эксперимент с кварцевым стеклом.

Таким образом, экспериментально доказана эффективность применения вихревых камер в установках подобного типа.

Резюмируя результаты теоретических и экспериментальных исследований, проведенных в главе, можно сделать следующее заключение. На основе разработанной модели закрученного течения высокотемпературной плазмы разработан вихревой баллистический плазмотрон с перспективой ее использования в качестве оптической камеры для накачки твердотельных лазеров. Обнаружено, что истечение в камеру сопровождается сильными газодинамическими шумами. Показано, что в ВК из-за перераспределения давления по сечению у торцов в приосевой области давления существенно (в 2-4 раза) ниже, чем на периферии. Это приводит к уменьшению механической нагрузки на оптические элементы. Определено оптимальное для данной установки значение диаметра сопла для ксенона. Оценена мощность излучения в области видимых длин волн. Проведены анализ и сопоставление экспериментальных данных с расчетом.



20 мс

Рис. 18. Осциллограмма давления в центре ВК на стенке. Кварцевая трубка

В пятой главе диссертации на основе исследований автора по закрученным потокам газа и плазмы доказана теорема, позволяющая дать предельную оценку эффективности преобразования энергии в поточных газовых машинах (ПГМ) (в том числе в вихревых камерах и системах), в которых в явном виде не выполняется техническая работа ($\dot{L}_{\text{мех}} = 0$). К этим устройствам следует отнести: химические газовые реакторы с быстрой прокачкой газообразной среды; теплообменные газовые устройства (вихревые трубы различных типов, эжекторы, смесители и т.д.); барбатажные устройства; газовые акустические устройства; газовые лазеры и плазмотроны различных типов и др.

Общим свойством указанного класса поточных газовых машин является тот факт, что энергетическая эффективность тем выше, чем выше преобразования энергии газового потока в потенциальную энергию давления (в ракетных двигателях, например, полная энергия преобразуется в кинетическую).

Теорема утверждает, что коэффициент эффективности преобразования энергии в необратимом процессе в поточной газовой машине не может превысить величины $\Delta \bar{N}_{\text{max}}$, где

$$\Delta \bar{N}_{\text{max}} = \frac{\sum_{i=1}^m \frac{\gamma_i - 1}{\gamma_i} \mu_i \bar{R}_i \bar{\Theta}_i \left(1 + \frac{\lambda_i^2}{\gamma_i + 1} \right) + \bar{Q}}{\sum_{i=1}^m \mu_i \bar{c}_{Pi} \cdot \bar{\Theta}_i + \bar{Q}} - \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1} \frac{\bar{R}_{\text{см}}}{\bar{c}_{P\text{см}}}, \quad (31)$$

где $\bar{R}_i, \bar{\Theta}_i, \mu_i$ - безразмерные нормированные значения газовой постоянной, температуры, расхода на i-м входе ПГМ, \bar{Q} - безразмерная мощность, подведенная (отведенная) ПГМ.

В упрощенном случае одного входа и одного выхода в газовой машине и использовании только одного газа (рис. 19) предельное относительное значение $\Delta \bar{N}_{\text{max}}$ (31) имеет вид:

$$\eta_{\max}^{ideal} \Delta \bar{N}_{\max} = \frac{1/\gamma \eta_{Карно}^{ideal} + 1/\gamma \cdot \bar{\dot{Q}}}{1 + \bar{\dot{Q}}}, \text{ где } \eta_{Карно}^{ideal} = 1 - \frac{T_1}{T_1^*} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \lambda_1^2. \quad (32)$$

Как следует из (32), в отличие от КПД Карно, коэффициент эффективности преобразования энергии в ПГМ зависит от свойств рабочего тела.

Доказанная предельная теорема дает связь с двумя предельными теоремами термодинамики - теоремой Карно и теоремой Нернста: коэффициент эффективности преобразования энергии в газовой машине $(\eta_{G>0}^{ideal}, \bar{\dot{Q}}=0)$ будет меньше газодинамического КПД цикла Карно $(1/\gamma \eta_{Карно}^{ideal})$ в γ -раз. При этом даже для идеального газа вследствие недостижимости абсолютного нуля $T_2 > 0$ (теорема Нернста) КПД Карно меньше единицы, поэтому для коэффициента эффективности преобразования энергии в идеальной поточной машине получаем:

$$\eta_{G>0}^{ideal} = \frac{1}{\gamma} \eta_{Карно}^{ideal} < \frac{1}{\gamma}. \quad (33)$$

Для неперемешивающихся газов на выходе из поточной газовой машины и в соответствии с теоремой о среднем для холостого хода $(\bar{\dot{Q}} = 0)$ получаем:

$$\eta_{G>0}^{ideal} = \left\langle \frac{1}{\gamma_i} \frac{\gamma_i - 1}{\gamma_i + 1} \lambda_i^2 \right\rangle = \left\langle \frac{1}{\gamma_i} \eta_i^{Карно} \right\rangle \quad (34)$$

На рис. 20 а и б представлены предельные (условные) циклы поточной газовой машины в $P - V$ и $T - S$ координатах для $\bar{\dot{Q}} = 0$.

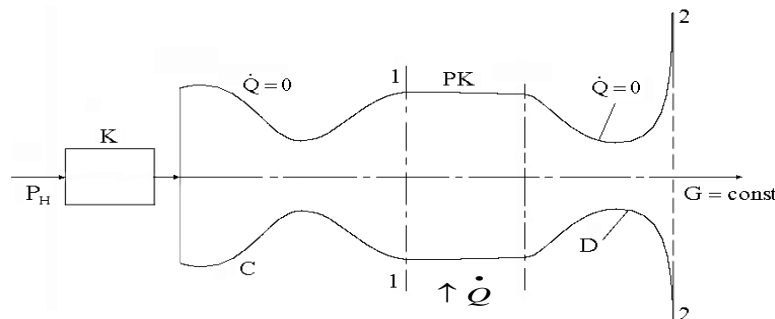
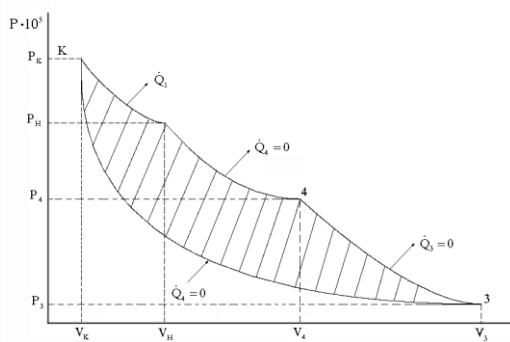


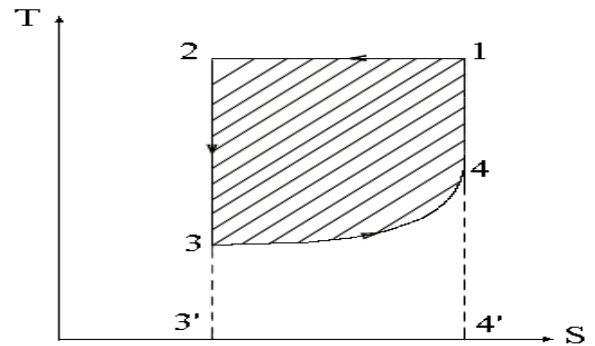
Рис. 19. Принципиальная схема поточной газовой машины ($L_{\text{tex}}=0$):

Указанный цикл, в отличие от цикла Карно, необратим, может работать в одном и том же направлении как холодильная машина (например, вихревые трубы)

и в ином качестве (например, газовые эжекторы, вихревые эжекторные термокомпрессоры) (В.Т.Волов, А.В.Ильин, Б.С.Маргулис, 1989).



а)



б)

Рис. 20. Предельный цикл (условный) холостого хода ПГМ в P-V, T-S – координатах: 1-2 – изотермическое сжатие в компрессоре; 2-3 – адиабатическое расширение в сопле; 3-4 – адиабата Гюгонио; 4-1 – адиабатическое сжатие в диффузоре

В табл. 8 представлена классификация газовых машин по направлениям утилизации полной энергии. В столбце I рассмотрены поточные машины, преобразующие полную энергию в техническую работу, расход газового потока ($G \ll G_{\max}$), скорость газового потока ($V \ll a$) в статическом или квазистатическом случае. Предельным циклом данного класса поточных газовых машин является цикл Карно. Во втором столбце (II) рассматриваются поточные газовые машины (РД, ВРД и т.п.), в которых происходит преобразование полной энергии в кинетическую. Скорость газового потока на выходе стремится к максимальной ($V_{\text{вых}} \rightarrow V_{\max}$, $G \rightarrow G_{\max}$). Предельным циклом для данного класса является КПД цикла Карно.

В третьем столбце (III) рассматривается класс поточных газовых машин, преобразующих полную энергию газового потока в потенциальную энергию давления $E_{\text{пол}} \rightarrow E_{\text{даг}}$ ($G \rightarrow G_{\max}$, скорость отходящих газов $V_{\text{вых}} \rightarrow 0$). Коэффициент эффективности преобразования энергии указанного класса устройств в отсутствие совершения технической работы ($L_{\text{тех}} = 0$) в γ раз меньше КПД цикла Карно.

Таблица 8. Классификация поточных газовых машин по способу преобразования полной энергии рабочего тела

Показатели	Класс поточных газовых машин		
	I	II	III
Расход газообразного рабочего тела	$G \ll G_{\max}$	$G \rightarrow G_{\max}$	$G \rightarrow G_{\max}$

Скорость газа на выходе из газовой машины	$V_{\text{вых}} \ll a$	$V_{\text{вых}} \rightarrow V_{\text{max}}$	$V_{\text{вых}} \rightarrow 0$ $S_{\text{вых}} \rightarrow \infty$
Направление преобразования полной энергии газового потока	Полная (внутренняя) энергия преобразуется в механическую работу $E_{\text{пол}} = E_{\text{внутр}} \Leftrightarrow A_{\text{мех}}$	Полная энергия преобразуется в кинетическую энергию $E_{\text{пол}} \rightarrow E_{\text{кин}}$	Полная энергия преобразуется в потенциальную энергию давления $E_{\text{пол}} \rightarrow E_{\text{пот}}$
Коэффициент полезного действия (коэффициент эффективности преобразования энергии)	$\eta_{\text{Карно}}^{\text{ideal}} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$; $\eta_{\text{Стирлинга}}$ и т.д.	$\eta = 1 - \left(\frac{P_H}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}}$ $\lim_{P_1 \rightarrow \infty} \eta \rightarrow \eta_{\text{Карно}}^{\text{ideal}}$	а) $L_{\text{тех}} = 0, \dot{Q}_{\text{внеш}} = 0$ $\eta_{G>0}^{\text{ideal}} = \frac{1}{\gamma} \eta_{\text{Карно}}^{\text{ideal}}$ б) $\eta_{G>0}^{\text{ideal}} = \frac{1/\gamma \eta_{\text{Карно}} + 1/\gamma \bar{Q}}{1 + \bar{Q}}$ $\dot{Q}_{\text{внеш}} \neq 0$
Цикл поточной газовой машины	Цикл Карно Цикл Стирлинга и т.д.	Цикл Брайтона	Цикл поточной газовой машины

Совершенно очевидно, что из полученных результатов просматриваются перспективы разработки комбинированных высокоэффективных поточных газовых машин – это, например, комбинации вихревых устройств различных типов и микротурбин, создание комбинированных схем авиационных и ракетных двигателей и вихревых электроразрядных систем (вихревые авиационные и оборонные лазерные системы) и т.д. Энергетическая эффективность поточных газовых машин может возрасти за счет увеличения скорости газа на входе, т.е. в сверх- и гиперзвуковых газовых машина, а также за счет использования сверхзвуковых диффузоров.

Помимо отмеченного выше теорема позволила дать новую более жесткую формулировку II начала термодинамики для поточных газовых машин с быстрой прокачкой газообразной среды и отсутствием технической работы, которая гласит, что не только вся энергия в газовой машине не может быть преобразована в полезную работу (полезный эффект), но даже часть ее равна $1/\gamma$, где $\gamma = c_p/c_v$.

Заключение. Подытоживая содержание диссертации, хотелось бы отметить, что в диссертации разработана полуэмпирическая теория расчета сверхзвуковых закрученных потоков газа в вихревых диффузорных камерах, включающая в себя модели расчета сверхзвуковых закрученных течений в щелевых диффузорах вихревых камер, модель расчета ВДК, на основе которой разработаны модели

течений в СВТ и вихревом эжекторе. Следует подчеркнуть, что созданные модели позволили впервые рассчитать распределение термодинамических и газодинамических параметров в вихревых диффузорных устройствах без привлечения эмпирической информации.

На основе созданной модели ВДК разработана модель расчета слабоионизированных закрученных сжимаемых потоков газа, включающая математические модели вихревого тлеющего разряда и вихревого электроразрядного CO_2 -лазера, законы подобия вихревых тлеющих разрядов. Приведен сравнительный энергетический анализ ВЭЛ с известными типами газовых лазеров.

Проведенный эксперимент подтвердил теоретический прогноз характеристик вихревого тлеющего разряда: например, плотность электрической мощности, вложенной в разряд, достигает $\tilde{W}_s \sim 200 Bm / cm^3$, что почти на два порядка выше, чем в обычных отпаянных лазерах, при этом контракции разряда не наблюдалось.

Анализ вихревых электроразрядных систем показал, что исследуемый класс вихревых электроразрядных систем на базе ВДК представляет собой отдельный класс по способу охлаждения – конвективно-диффузионный. Впервые получена генерация вихревого электроразрядного CO_2 -лазера, созданных на базе ВДК.

Кроме того, в диссертации излагается еще одно новое направление в вихровой технике – баллистические вихревые плазмотроны многостадийного сжатия - разрабатываемое автором и его учениками совместно с лабораторией горения ИХФ РАН. Вихревые баллистические плазмотроны с многостадийным сжатием – это устройства, которые работают, в отличие от традиционных вихревых устройств, в миллисекундном режиме и которые могут использоваться как высокоэффективные энергетические системы, предназначенные для создания плотной высокотемпературной плазмы для накачки твердотельных лазеров, новых высокоэффективных ДВС и решения широкого спектра проблем экологии и здравоохранения.

Для определения предельных энергетических характеристик вихревых диффузорных устройств в работе используется доказанная автором предельная

энергетическая теорема для поточных газовых машин, которая вышла далеко за рамки только вихревых тепломассообменных устройств и относится к любым поточным машинам с быстрой прокачкой газообразной среды и отсутствием технической работы ($L_{тех} = 0$).

Основное содержание диссертации отражено в следующих публикациях:

Монографии:

1. Волов, В.Т. Термодинамика и тепломассообмен сильно закрученных потоков [Текст] / В.Т. Волов, В.А. Сафонов. - Харьков: Международная авиационная ассоциация, 1992 (авт. 12,5 п.л.).

2. Волов, В.Т. Термодинамика и теплообмен сильно закрученных сверхзвуковых потоков газа в энергетических устройствах и аппаратах [Текст] / В.Т. Волов. - Самара: Изд-во СНЦ РАН, 2006. – 321 с. (авт. 10 п.л.).

3. Волов, В.Т. Модели процессов энергообмена в сильно закрученных сжимаемых потоках газа и плазмы [Текст] / В.Т. Волов. - Самара: Изд-во СНЦ РАН, 2011 (авт. 17 п.л.).

Статьи в научных изданиях, рекомендованных ВАК:

4. Волов, В.Т. Исследование радиально-кольцевых диффузоров с закруткой потока [Текст] / В.Т. Волов, В. Г. Шахов // Известия высших учебных заведений «Авиационная техника». - Казань. - № 3. - 1978. - С. 148-150 (авт. 0,02 п.л.).

5. Волов, В.Т. Исследование совместной работы самовакуумирующейся трубы [Текст] / В.Т. Волов, А.П. Меркулов // Известия высших учебных заведений «Авиационная техника». - Казань. - № 3. - 1978 (авт. 0,01 п.л.).

6. Волов, В.Т. Метод обеспечения работоспособности оптического измерителя температуры лопаток высокотемпературной турбины [Текст] / В.Т. Волов, В.Е. Вилякин, А.П. Меркулов // Известия высших учебных заведений «Авиационная техника». Самара. - № 1. - 1983 (авт. 0,01 п.л.).

7. Волов, В.Т. Метод расчета вихревого диффузорного устройства [Текст] / В.Т. Волов // ИФЖ. - Минск. - № 1. - 1983.- С. 35-42 (авт. 0,5 п.л.).

8. Волов, В.Т. Спецтема [Текст] / В.Т. Волов, Ю.И. Данилов, Р.А. Серебряков,

Н.А. Юденков // ТВФ. - М., 1986. - № 1 (авт. 0,06 п.л.).

9. Волов, В.Т. Диффузия электронов в тлеющем разряде сильно закрученного сжимаемого турбулентного потока [Текст] / В.Т. Волов // ЖТФ. - 1988. - Т. 58. - Вып. 4. - С. 827–830 (авт. 0,15 п.л.).

10. Волов, В.Т. Баллистический плазмотрон с вихревой камерой для накачки твердотельных лазеров [Текст] / В.Т. Волов, Д.Б. Волов, В.М. Шмелев, Н.Я. Василик, В.Г. Крупкин // Теплофизика высоких температур. - 1998. - Т. 36. - № 4. - С. 548-551 (авт. 0,08 п.л.).

11. Волов, В.Т. Построение схемы расчета переноса излучения для задач радиационной газовой динамики [Текст] / В.Т. Волов // Журнал вычислительной математики и математической физики. - 1998. - Т. 38. - № 11. - С. 1919-1927 (авт. 0,17 п.л.).

12. Волов, В.Т. Неэлектрический метод накачки твердотельных лазеров [Текст] / В.Т. Волов, В.М. Шмелев, А.Д. Марголин, Н.Я. Василик, В.Г. Крупкин, Д.Б. Волов // Журнал технической физики. - 1998. - Т. 68. - № 9. - С. 67-70 (авт. 0,017 п.л.).

13. Волов, В.Т. Вопросы оптимизации процессов истечения газа из ствола баллистического плазмотрона [Текст] / В.Т. Волов, Д.Б. Волов, В.М. Шмелев // Журнал технической физики. - СПб., 2000. - Т.70. - Вып.5. (авт. 0,23 п.л.).

14. Волов, В.Т. Термодинамические процессы истечения газа из ствола баллистического плазмотрона [Текст] / В.Т. Волов, Д.Б. Волов, В.М. Шмелев // Теплофизика высоких температур. - 2000. - Т.38. - № 2 (авт. 0,1 п.л.).

15. Волов, В.Т. Предельная энергетическая теорема для расходной тепловой машины [Текст] // ДАН. - Т. 381. - № 4. - 2001 (авт. 0,1 п.л.).

16. Волов, В.Т. Некоторые свойства газового потока при различных на него воздействиях [Текст] / В.Т. Волов, А.И. Леонтьев, В.Г. Шахов // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. Спец. выпуск «Проблемы транспорта». - Самара: Изд-во СамНЦ РАН, 2003. - С. 16-24 (авт. 0,3 п.л.).

17. Волов, В.Т. Анализ термодинамической эффективности преобразования поточных процессов в тепловых расходных машинах [Текст] / В.Т. Волов // Теплоэнергетика. - 2003. - № 12. - С. 52-56 (авт. 0,5 п.л.).

18. Волов, В.Т. Решение уравнений Эйнштейна для поля цилиндрически симметричного закрученного потока идеального газа с переменной угловой скоростью [Текст] / В.Т. Волов // Обзорение прикладной и промышленной математики.- М.: Редакция «ОПиПМ», 2006. - Т. 13. - Вып. 2. (авт. 0,2 п.л.).

19. Волов, В.Т. Математическая модель расчета теплопереноса в теплоизолированной железнодорожной цистерне [Текст] / В.Т. Волов, Д.Б. Волов, Д.А. Васильев, В.Л. Шур // Вестник транспорта Поволжья. - 2008. - № 3. - С.58–63.

Статьи в научных сборниках:

20. Волов, В.Т. Исследование работы вакуумирующей вихревой трубы с диффузором [Текст] / В.Т. Волов, А.П. Меркулов // Межвузовский сборник научных трудов «Исследование холодильных машин», - Л., 1979 (авт. 0,125 п.л.).

21. Волов, В.Т. Метод обеспечения работоспособности оптического измерителя температуры лопаток высокотемпературной турбины [Текст] / В.Т. Волов, А.П. Меркулов, В.Е. Вилякин // Известия высших учебных заведений «Авиационная техника». - 1983. - № 1 (авт. 0,01 п.л.).

22. Волов, В.Т. Диффузия электронов в тлеющем разряде сильно закрученного сжимаемого турбулентного потока [Текст] / В.Т. Волов, Х.Д. Ламажапов // ЖТФ. - 1988. - Т. 58. - Вып. 4. - С. 827–830 (авт. 0,15 п.л.).

23. Волов, В.Т. Вихревые теплоэнергетические системы [Текст] / В.Т. Волов, Ю.И. Данилов, А.Д. Жучков // Тематический сборник научных трудов МАИ. - 1990 (авт. 0,06 п.л.).

24. Volov, V.T. Use of the vortex ejectors in heating schemes of food producing plants// Optics in Agriculture, Forestry and Biological processing. - Boston the USA, 1994. - P. 429-433 (авт. 0,3).

25. Volov, V.T. Electro-discharge laser SPIE's International Symposia. - San Jose. USA. Laser&App, 1995. - P. 67 – 75 (авт. 0,25).

26. Volov, V.T. Vortex heat-mass exchangers for the lasers and plasmotrons International Conference and Exhibit. Heat exchangers for sustainable development. - Lisbon, Portugal. 1998 (авт. 0,3).

27. Волов, В. Т. Неэлектрический метод накачки твердотельных лазеров [Текст] /

В.Т. Волов, В.М. Шмелев, А.Д. Марголин, Н.Я. Василик, В.Г. Крупкин // Журнал технической физики, 1998. - Т. 68. - № 9. - С. 67-70 (авт. 0,017 п.л.).

28. Volov, V.T. Experimental equipment for pathology detection with the vortex laser SPIE's International Symposium on Industrial and Environmental Monitors and Biosensors. - USA, Boston, 1998 (авт. 0,11).

29. Волов, В. Т. Вопросы оптимизации процессов истечения газа из ствола баллистического плазмотрона [Текст] / В.Т. Волов, Д.Б. Волов, В.М. Шмелев // Журнал технической физики. - СПб., 2000. - Т.70. - Вып. 5 (авт. 0,23 п.л.).

30. Volov, V.T. Investigation of thermodynamic instability of a plasma beam Heat and mass transfer 2000. Proceedings of the Fourth ISHMT-ASME Heat and Mass Transfer Conference and Fifteenth National Heat and Mass Transfer Conference. - Pune, India, Institute of armament technology, 2000. - P. 441-444.

31. Волов, В.Т. Термодинамические процессы истечения газа из ствола баллистического плазмотрона [Текст] / В.Т. Волов, Д.Б. Волов, В.М. Шмелев // Теплофизика высоких температур. - 2000. - Т. 38. - № 2. (авт. 0,1 п.л.).

32. Volov, V.T. Rules of Similarity for the Vortex Electro-Discharges Plasmatron Third International Conference on Compact and Enhancement Technology for the Process Industries. - Davos, Switzerland, 2001.

33. Волов, В.Т. Предельная энергетическая теорема для расходной тепловой машины [Текст] / В.Т. Волов // Второй Всеросс. симпозиум по прикладной и промышл. математике. Обзорение прикладной и промышленной математики. - М.: Научное изд-во «ТВП», 2001. – Т.8. – Вып. 1. - С. 135 (авт. 0,1 п.л.).

34. Volov, V.T. Thermodynamic analysis of the flow process utilization in heat flow waste machines Sustainable Development of Energy, Water and Environment Systems // Volume II - Proceedings of the Conference on Sustainable Development of Energy Environment Systems, 15-20 June 2003, Dubrovnik, Croatia. Faculty of Mechanical Engineering and Naval Architecture, June 2005. - P. 183-193 (авт. 0,4).

35. Волов, В.Т. Решение уравнений Эйнштейна для поля цилиндрически симметричного закрученного потока идеального газа с переменной угловой скоростью [Текст] / В.Т. Волов // Обзорение прикладной и промышленной

